PROCEDURILE

SPIE — Societatea Internațională pentru Inginerie Optică

Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare

Claude A. Klein

Președinte/Redactor

17-18 ianuarie 1989 Los Angeles, California

Sțwnsored de

SPIE — Societatea Internațională pentru Inginerie Optică

Organizații cooperante

Laborator de optică aplicată la Universitatea de Stat din New Mexico

Centrul de Studii de Optică Aplicată/Institutul de Tehnologie Rose-Hulman

Centrul de optică aplicată/Universitatea din Alabama din Huntsville

Centrul pentru Electro-Optică/Universitatea din Dayton

Centrul de Excelență în Procesarea Optică a Datelor/Universitatea Carnegie Mellon

Centrul de inginerie cu microunde-unde de lumină, Universitatea T3rexeI

Centrul de Cercetare în Electro-Optică și Lasere/Laboratorul de Propulsie cu Jet al Universității din Florida Centrală/Institutul de Tehnologie din California

Centrul de științe optice/Universitatea din Arizona

Centrul de sisteme de calcul optoelectronice/Universitatea din Colorado, Universitatea de Stat din Colorado

Publicat de

SPIE — Societatea Internațională pentru Inginerie Optică

PO Box 10, Bellingham, Washington 98227-OOïÔ SUA

Telefon 206/676-3290 (Ora Pacificului) · Telex 46-7053

Volumul 1047

SPIE (The Society of Photo Optical Instrumentation Engineers) este o societate nonprofit dedicată dezvoltării ingineriei și aplicațiilor științifice ale instrumentației, sistemelor și tehnologiei optice, electro-optice și optoelectronice.

Lucrările care apar în această carte cuprind lucrările reuniunii menționate pe copertă și pe pagina de carte. Ele reflectă opiniile autorilor și sunt publicate așa cum sunt prezentate și fără modificări, în interesul diseminării în timp util. Includerea lor în această publicație nu constituie neapărat aprobare. de către editori sau de către SPIE.

Vă rugăm să utilizați următorul format pentru a cita material din această carte

Autor(i), „Title of Paper,” Mirrors and Windows for High Power/High Energy Laser Systems, Claude A Klein Editor. Proc SPIE 1047, numere de pagină (1989).

Catalog Library of Congress Nr. 89 60009

ISBN 0-8194-0082 3

Adresați întrebările și notificările directorului de publicații, SPIE, P 0 Box 10, Bellingham, WA 98227-0010 SUA

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

CUPRINS

(continuă!)

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

CONFERINȚA COMMПTEE

Scaun

Claude A. Klein, Divizia de Cercetare Raytheon

Comitetul de program

Harold E. Bennett, Centrul de arme navale David F. Edwards, Laboratorul național Lawrence Livermore Alan K. Hopkins, Laboratorul de arme al forțelor aeriene Edward G. Kuhl, WJ Schafer Associates, Inc.

Raymond L. Taylor, CVD Inc.

Președinții de sesiune Sesiunea 1 — Oglinzi Alan K. Hopkins, Laboratorul de arme al forțelor aeriene

Sesiunea 2—Windows

Edward G. Kuhl, WJ Schafer Associates, Inc.

Sesiunea 3—Optică mare, rezonatoare, etc. David F. Edwards, Laboratorul Național Lawrence Livermore

Sesiunea 4—Măsurători și Caracterizare

Harold E. Bennett, Centrul de arme navale

SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / v

Simpozion despre lasere și optică

Această conferință a făcut parte dintr-un simpozion de 19 conferințe despre lasere și optică desfășurat la Simpozionul SPIE OE/LASE 'ч9 despre optică, electro-optică, aplicații laser în știință și inginerie, 15-20 ianuarie 1989, Los Angeles, California. Conferințele au fost:

Conférence 1040, Lasere de mare putere și cu stare solidă II

Conférence 1041(1), Tehnologia și aplicațiile laser cu vapori de metal

Conférence 1041(11), Lasere Deep Blue și Ultraviolet: Tehnologie și Aplicații

Conférence 1042, Lasere și aplicații cu CO2

Conférence 1043, Tehnologia și aplicațiile diodelor laser

Conférence 1044, Proiectarea optomecanică a emițătorilor și receptorilor laser

Conferința 1045, Modelarea și simularea sistemelor laser

Conférence 1046, Puise Power for Lasers II

Conférence 1047, Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare

Conférence 1048, Fibră optică în infraroșu

Conferința 1049, Tendințe recente în sistemele optice

Atelier de proiectare și proiectare lentile pentru computer II

Conférence 1050, Infrared Systems and Components III Conférence 1051, Practicai Holography III Conférence 1052, Holographie Optics: Optical and

Computer Generateti

Conférence 1053, Recunoaștere optică a modelelor

Conferința 1054, Detectarea fluorescenței III

Conferința 1055, Raman Scattering, Luminescență și

Spectroscopie Instrumentation in Technology

Conférence 1056, Fotochimie în filme subțiri Conférence 1057, Spectroscopie riomoleculară

Catedra Simpozion Laser și Optică

James J. Ewing, Spectra Technology, Inc.

Comitetul Tehnic de Organizare

Fran Adar, Instruments SA Inc,

Stephen A. Benton, Media Laboratory/MIT Robert R. Birge, Universitatea Syracuse

Donald L. Bullock, TRW Space and Technology Group

Tom R. Burkes, Universitatea Tehnică din Texas

Robert L. Caswell, Rockwell International

corporație

Ivan Cindrich, Institutul de Cercetare a Mediului din Michigan

George Dubé, Compania de astronautică McDonnell Douglas

James D. Evans, Teledyne Brown Engineering

Luis Figueroa, Centrul de înaltă tehnologie Boeing Electronics

Robert E. Fischer, Ernst Leitz Canada Limited

Gary Forrest, Rapoarte FYI

Thomas F. George, Universitatea de Stat din New York/Buffalo

James E. Griffiths, Instruments SA Inc. și Armstrong State College

James A. Harrington, Heraeus LaserSonics, Inc.

Tung H. Jeong, Colegiul Lake Forest

Richard C. Juergens, Asociații de cercetare optică Abraham Katzir, Universitatea din Tel Aviv (Israel) și

MIT

Jin J. Kim, Universitatea din Florida Centrală

Randy Kimball, Liconix, Inc.

Claude A. Klein, Raytheon Research Division Sing H. Lee, Universitatea din California/San Diego Jeremy M. Lemer, Instruments SA Inc. Hua-Kuang Liu, Jet Propulsion Laborator și Edward V. Locke, Avco Research Laboratory,

Textron

Henry H. Mantsch, Consiliul Naţional de Cercetare Canada

Glen McDuff, Universitatea Tehnică din Texas

E. Roland Menzel, Universitatea Tehnică din Texas

Leon J. Radziemski, Universitatea de Stat din New Mexico Bernard D. Seery, TR W Spațiu și Apărare

Jeff Steinfeld, MIT

Hugo Weichel, Agenția Nucleară de Apărare P. Jeffrey Wisoff, Universitatea Rice

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

INTRODUCERE

Puterea mare, puterea medie mare și laserele cu energie ridicată necesită toate optice mai bune și mai mari, capabile să funcționeze în medii nefavorabile fără a degrada calitatea fasciculului. În esență, și acest lucru a fost recunoscut de mult timp, absorbția optică și răspunsul mecanic sunt cele care guvernează performanța unei astfel de optici. Absorbția „intrinsecă” în oglindă sau fereastră trebuie să fie suficient de mică, astfel încât distorsiunea frontului de undă a fasciculului reflectat sau transmis să rămână tolerabilă, chiar dacă

este necesară răcirea pentru a preveni defecțiuni catastrofale; capacitatea de manipulare a puterii implică astfel efecte termomecanice, precum și termoelastice care În acest sens, procedurile analitice sau numerice, inclusiv modelarea cu elemente finite, prevăd instrumente utile pentru evaluarea termică necesară și s-au dovedit a fi de mare beneficiu în contextul optimizării sistemului atunci când răcirea se realizează cu ajutorul gazului. Mai mult, materialele oglinzilor și ferestrelor trebuie să fie caracterizate corespunzător din punct de vedere fundamental, cum ar fi rezistența la rupere, constantele elastice și împrăștierea laserului, deoarece acestea influențează performanța trenului optic și impun restricții asupra utilizării tehnicilor de adaptare. Desigur, multe vor depinde de progresul realizat în proiectarea și depunerea acoperirilor optice care pot face față densităților de putere și condițiilor de mediu experimentate în cavitatea laserului.

Intenția noastră în organizarea acestei conferințe a fost de a oferi o imagine de ansamblu asupra stării actuale, de a lua în considerare subiecte de interes actual și de a evidenția progresele în înțelegerea problemelor sau limitărilor care afectează componentele opticei laser. În mod specific, conferința a fost concepută pentru a se concentra pe patru domenii largi de interes imediat pentru comunitatea laser de mare putere/energie mare: materiale și acoperiri pentru optica cu putere laser, ferestre pentru operare cw și în impulsuri, oglinzi de înaltă densitate de putere răcite activ și laser mare. oglinzi pentru aplicații de strategie de apărare. Din păcate, această procedură nu oferă o imagine de ansamblu cuprinzătoare pe care am sperat să o oferim din mai multe motive, inclusiv faptul că multe dintre lucrările cheie invitate nu au putut fi prezentate sau publicate din cauza problemelor cu autorizațiile guvernamentale. Prin urmare, numărul de domenii pe care am sperat să le acoperim și numărul de lucrări din fiecare domeniu sunt oarecum dezechilibrate.

Douăzeci și patru de lucrări au fost depuse spre publicare în cadrul acestei proceduri; ele sunt „asamblate” aici în conformitate cu secvența care a fost adoptată pentru prezentare la conferință.

Sesiunea 1 se referă la oglinzi și include o contribuție la producția de semifabricate mari de Zerodur® (1047-01), două contribuții la acoperirea oglinzilor (1047-02 și 1047-03) și o analiză a figurii cu elemente finite. tehnici (1047-04). Din cele cinci lucrări programate inițial care se ocupă de oglinzi răcite activ, doar unul (1047-05) a supraviețuit; descrie un studiu al transferului de căldură convectiv forțat îmbunătățit cu plasă, foarte promițător pentru oglinzile cu densitate mare de putere.

Sesiunea 2 se referă la componentele optice transmisive, în special, Windows pentru aplicații de mare putere. Problema descrierii și evaluării fenomenelor de lentilă termică este revizuită în lucrarea 1047-10, oferind astfel o introducere adecvată pentru a sublinia importanța producerii fluorurii de calciu monocristaline în orientarea <111> (1047-11). Catastrofal

(continuare)

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

mecanismele de deteriorare sunt considerate într-o lucrare extinsă a lui Palmer (1047-15). În plus, avem două contribuții excelente de la Lincoln Laboratory (1047-17 și 1047-18) care abordează probleme de relevanță imediată în proiectarea Windows de înaltă performanță.

Sesiunea 3 include o serie de contribuții care se ocupă de optica mari și tehnologiile de fabricație aferente. Facilitățile de testare foarte impresionante de la Centrul de Arme Navale sunt descrise în lucrarea 1047-19. Controlul stratului limită pentru atenuarea efectului variațiilor indicelui de refracție (1047-21), noile modele de rezonatoare pentru lasere cu diametru mare (1047-22) și aberațiile care apar în legătură cu funcționarea FEL (1047-23), toate necesită o analiză atentă și , probabil, mult mai multă muncă. Deteriorarea acustică a opticii cu deschidere mare, așa cum s-a observat la Laboratorul Național Lawrence Livermore, face obiectul lucrării 1047-38 În plus, lucrarea 1047-25 descrie fabricarea componentelor optice mari prin depunere chimică în vapori, în timp ce hârtia 1047-27 descrie acoperirea în oglindă. proceduri prin intermediul surselor de ioni cu fascicul larg.

Sesiunea 4 conține contribuții care se referă în mod specific la măsurători, caracterizare și deteriorare. Acestea includ două lucrări provenite de la Centrul de Arme Navale (1047-32 și 1047-33), două lucrări de la Laboratorul Național Lawrence Livermore (1047-34 și 1047-35) și un studiu al capacităților de testare optică la Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene. (1047-36). În cele din urmă, avem o lucrare remarcabilă cu privire la fundamentele proiectării acoperirilor optice întărite cu raze X (1047-37) și o matematică înalt! contribuția Institutului General de Fizică din Moscova (1047-39) privind mecanismele de deteriorare a laserului în dielectrici.

Claude A. Klein

Divizia de cercetare Raytheon

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

SESIUNEA 1

Oglinzi

Scaun

Alan K. Hopkins

Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene

SPIE Vol 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 1

Progrese în modelarea semifabricatelor ușoare de oglindă mari Zerodur ® *

Thomas A. Marx, Helmut Olyschlaeger

Schott Glass Technologies, Inc.

400 York Avenue, Duryea, Pennsylvania 18642

Rudolf W. Mueller, Hartmut W. Hoeness

Schott Glasswerke

Hattenbergstrasse 10, 6500 Mainz, V. Germania

ABSTRACT

De mulți ani, Schott furnizează sticlă ceramică Zerodur, un material cu expansiune foarte scăzută, pentru o varietate de aplicații, în special substraturi de oglindă. Odată cu deplasarea cerințelor către diametre mai mari, o scădere a greutății substratului oglinzii devine din ce în ce mai importantă. Acest obiectiv poate fi atins prin aplicarea unei structuri de susținere a nervurilor pe o foaie de față subțire, oferind astfel rigiditatea structurală sau prin susținerea efectivă a unui semifabricat subțire în formă de menisc.

S-au făcut progrese considerabile în formarea Zerodur, în special prin aplicarea tehnicilor de fuziune, slumping și spincasting. Mai multe probe au fost topite cu diametre de până la 0,5 m și densități aeriene în jur de 60 kg/m2. Tehnica de slumping a fost demonstrată pentru diametre de până la 1 m cu un interval de grosimi între 4 și 100 mm. Tehnica spincasting a fost dezvoltată și demonstrată cu succes prin fabricarea mai multor semifabricate de oglindă cu un diametru de 4,1 m la grosimi de până la 57 mm. Producția de substraturi de oglindă spincast Zerodur este acum considerată fezabilă pentru diametre mai mari de 8 m. Parametrii de selecție între procesele de slumping și spincasting sunt geometria, flexibilitatea și economia.

1. INTRODUCERE

Zerodur este o sticlă ceramică în sistemul LÍ2O-AI2O3-S1O2. După nucleare și cristalizare atentă, materialul constă din 70 % cristale mixte de cuarț ridicat de aproximativ 50 nm și 30 % fază de sticlă reziduală. Echilibrul adecvat al acestor două faze permite ajustarea coeficientului de dilatare termică (CTE) aproape de zero^ cu precizia măsurătorilor de dilatare rezonabil de rapide devenind din ce în ce mai mult factorul limitator în precizia CTE.

Datorită comportamentului său termic favorabil, Zerodur a fost utilizat pe scară largă într-o varietate de aplicații de înaltă precizie, în special,

* Zerodur este o marcă înregistrată a Schott Glaswerke, Mainz, Germania de Vest.

substraturi în oglindă. În timp ce sisteme precum giroscoape cu laser, echipamente de microlitografie etc. necesită dimensiuni relativ mici de Zerodur, cilindrii pentru telescoape cu raze X ating dimensiuni de 1,2 m diametru și 1 m înălțime și au fost produse substraturi mari de oglinzi telescopice pentru intervalul de lungimi de undă vizibil și infraroșu. până la 4 m diametru și 0,5 m grosime ceea ce se traduce într-o greutate de aproximativ 16 tone pentru semifabricatul oglinzii.

Aceste cantități de greutate devin o îngrijorare considerabilă și, în unele cazuri, un factor prohibitiv pentru multe sisteme de oglinzi bazate pe sol, precum și pe spațiu, din cauza costului de montare și lansare, a cărui importanță crește dramatic odată cu designul oglinzilor care se îndepărtează de la clasa de 4 m spre diametre mai mari atât în domeniul apărării cât și în astronomica! aplicații precum telescopul Keck de zece metri sau Very Large Telescope (ESO VLT) al Observatorului European de Sud. Există, practic, două abordări pentru a proiecta substraturi de oglindă care asigură o economie considerabilă de greutate în comparație cu semifabricatul solid, menținând în același timp imaginea în oglindă dorită:

- oglinzi formate dintr-o structură nervură atașată de o foaie subțire de față oferind astfel rigiditatea necesară într-o montură pasivă sau semiactivă;

- oglinzi formate din foi subțiri, fie monolitice, fie segmentate, în suporturi de acționare complet active, permițând o corectare reală a frontului undei în timp.

În timp ce de mulți ani prima opțiune a fost considerată a fi mai viabilă, progresele recente în computer, metrologie și tehnologia de montare au dus la o schimbare a accentului către foile subțiri de față susținute activ în astronomica! precum și o mare parte a modelelor de oglinzi mari legate de apărare. Publicațiile anterioare 2,3,4 au discutat diferite opțiuni tehnice pentru a genera structuri de nervuri Zerodur. Prin urmare, această lucrare oferă o actualizare cu privire la starea fuziunii Zerodur, accentul principal fiind, totuși, dezvoltarea tehnicii de slumping și spincasting pentru meniscurile subțiri ale Zerodur.

2. FUZIUNEA ZERODUR

Tehnica de fuziune este candidatul principal ori de câte ori o structură nervură trebuie atașată la o foaie de față care servește drept suprafață de oglindă. Există două opțiuni principale pentru a genera structura nervură de susținere. Poate fi produs prin îndepărtarea mecanică a materialului folosind metode precum tăierea cu

ultrasunete, tăierea cu jet de apă, tăierea cu ferăstrău cu sârmă diamantată sau prelucrarea convențională cu scule diamantate. Tehnica de fuziune în sine, totuși, poate fi aplicată și pentru a forma structura nervului necesară.

Datorită alinierii mai ușoare, forma miezului hexagonal este geometria ideală pentru o structură nervură topită; este, totuși, posibilă adaptarea tehnicii la alte forme, în special, de miez pătrat, luând astfel în considerare considerentele recente de proiectare 5. Mecanismul de mai sus.

tehnicile de ușurare oferă o versatilitate sporită în ceea ce privește geometria miezului.

Tabelul 1 oferă o privire de ansamblu asupra etapelor majore ale procesului implicate în fuzionarea unei oglinzi Zerodur ușoare susținute cu structură nervură, subliniind diferitele opțiuni tehnice. Dacă structura nervură este topită din componente individuale, există opțiunea fie de a genera acele componente din benzi laminate, fie din piese turnate individuale, în timp ce o structură nervură produsă mecanic, precum și foaia frontală și, dacă este necesar, foaia din spate trebuie să fi prelucrate din piese turnate individuale.

Toate manipulările materialului înainte de etapa de fuziune au loc în stare sticloasă. Datorită comportamentului fizico-chimic al ceramicii din sticlă, există doar o fereastră limitată de timp și temperatură care permite realizarea fuziunii Zerodur. Dacă procesul este efectuat cu atenție, totuși, se obține puterea de lipire și randamentul necesar.

Acest proces de fuziune a fost demonstrat pe semifabricate de până la 500 mm diametru și 200 mm înălțime, cu structura atingând mai puțin de 60 kg/m2 de densitate aeriană 2. în timp ce grosimi de nervuri de 4 mm au fost utilizate pentru structuri de nervuri topite, generarea de Grosimile nervurilor de 1 până la 2 mm s-au dovedit fezabile prin tăiere cu ultrasunete sau cu jet de apă.

3. SCADEREA ZERODURULUI

În capitolul precedent, tehnica de slumping a fost considerată o parte integrantă a procesului de fuziune, dar slumping-ul poate fi, de asemenea, privit ca un proces de sine stătător pentru a genera foi subțiri de față de Zerodur.

Procesul începe din nou cu topirea, turnarea, recoacerea și controlul calității pieselor mari de Zerodur sticlos. Apoi felierea, de exemplu, cu ferăstrău cu sârmă, generează plăci subțiri care sunt poziționate cu grijă pe matrițe cu raza de curbură necesară. Această ultimă amenajare are loc într-un cuptor de ceramizare echipat pentru a aplica presiunea necesară pentru strângere. Din nou, există o fereastră îngustă de timp/temperatură disponibilă pentru această schimbare de formă înainte de creșterea rapidă a vâscozității care are loc odată cu ceramizarea progresivă a sticlei ceramice.

Procesul de slăbire a fost demonstrat pentru semifabricate de până la

1 m diametru cu grosimi cuprinse între 4 și 100 mm realizând o precizie a curburii de aproximativ 0,1 mm 2. O îmbunătățire a acestei acuratețe va fi limitată de contracția care apare în timpul ceramizării. Din punct de vedere al modelării, extinderea acestei tehnici la diametre de 4 m și mai mult este în primul rând o problemă de a ridica echipamentul la o scară adecvată. Cu toate acestea, aspectul de manipulare devine o preocupare majoră în acest caz și necesită un efort de dezvoltare corespunzător. O creștere a grosimii piesei căzute este limitată în principal de conductivitatea termică a ceramicii din sticlă în intervalul de temperatură de cădere. Corespunzător

cerințele, totuși, pot fi ușor adaptate prin tehnica spincasting.

4. SPINCASTARE ZERODUR

Cerințele ESO VLT au condus la dezvoltarea tehnicii de spincasting pentru semifabricate de oglindă Zerodur mari de către Schott în timpul

1987. Din punct de vedere al investițiilor și din punct de vedere al utilizării materialelor, ar fi fost foarte neeconomic să se urmărească abordarea convențională de turnare a pieselor groase de plano/plano de Zerodur și de a prelucra meniscurile curbate din aceste bile. Fig. 1 prezintă scăderea rapidă a procentului de utilizare netă a materialului în raport cu volumul turnat în funcție de diametrul oglinzii pentru o selecție a deschiderilor relative pe baza unei grosimi a oglinzii de 150 mm.

Evident, frecvența de filare este unul dintre parametrii cheie în spincasting-ul lui Zerodur. Fig. 2 prezintă turațiile necesare pe minut (rpm) ale plăcii rotative în funcție de diametrul oglinzii din nou pentru un interval selectat de numere f. Chiar și, de exemplu, cel

7,3 rpm necesare pentru a genera o oglindă f:1,0 cu un diametru de 8,5 m rezultă doar la o viteză circumferențială de 3,25 m/s = 11,7 km/h = 7,3 mile/h - un ritm de rulare moderat.

În timpul producției pilot, au fost turnate în total 15 oglinzi cu diametre de 1,8, 2,8 și 4,1 m, grosimi între 57 și 270 mm și razele de curbură cuprinse între 2,8 și 33 m. Curbele concave obținute pe suprafața oglinzii s-au abătut doar cu câțiva mm de la parabola teoretică datorită unui control strâns al parametrilor procesului, în special, a constantei frecvenței de filare de mai sus. Mai multe detalii despre proces ca atare și producția pilot sunt conținute într-un alt articol recent 2,

În prezent, proiectarea și construcția sunt în curs de desfășurare pentru o instalație care să producă cele patru substraturi de oglindă Zerodur pentru VLT ESO cu dimensiuni de 8,2 m diametru și 177 mm grosime. Pornirea acestei instalații este programată pentru sfârșitul anului 1990, primul semifabricat urmând a fi livrat la finisher în 1993

și livrarea celui de-al patrulea semifabricat fiind planificată pentru 1998 2,

5. GRITERIA DE SELECȚIE ÎNTRE SPINCASTING ȘI SLUMPING

Ambele tehnici, slumping și spincasting, fiind fezabile pentru fabricarea meniscurilor mari de Zerodur, se poate pune întrebarea care sunt criteriile de selectare a unui proces față de celălalt. Practic, sunt trei parametri care determină procesul de alegere: geometrie, flexibilitate, economie. Tabelul 2 prezintă o scurtă descriere a parametrilor de mai sus.

În timp ce thè geometrica! ramificațiile pentru ambele procese au fost discutate în paragraful anterior, este evident că raza de curbură este determinată deja în starea sticloasă atunci când se aplică procesul de turnare prin spin, în timp ce slumping lasă o flexibilitate mult mai largă în timp pentru a finaliza proiectarea substratului oglinzii. La fel de

în comparație cu turnarea convențională a pieselor plan/plano, procesul de slumping devine rentabil dacă slăbirea depășește grosimea oglinzii, deoarece slăbirea necesită costuri suplimentare de scule pentru matriță și modificări în cuptorul de ceramizare. Această situație se aplică atâta timp cât diametrul de aproximativ 4 m nu este depășit. Semnele mai mari necesită fie o partajare a capacității în instalația de spincasting în construcție, fie o investiție suplimentară separată de capital. Decizia finală cu privire la ce proces va fi utilizat într-o situație dată va depinde în mare măsură de circumstanțele particulare în ceea ce privește dimensiunile, momentul și numărul de piese implicate.

6. CONCLUZIE

Zerodur este un material candidat optim pentru orice substrat oglindă datorită comportamentului său termic excelent. Progresele recente în modelarea Zerodur au adăugat o flexibilitate considerabilă în proiectarea și aplicațiile potențiale ale substraturilor de oglindă Zerodur.

În perioada octombrie-decembrie 1988, primul ciclu de topire Zerodur din SUA a fost finalizat cu succes la unitatea de producție Schott din Pennsylvania. În același timp, Schott a adăugat Zerodur M la linia sa de produse ca o sticlă ceramică specială pentru aplicații și acoperiri la temperaturi înalte. Zerodur M este lipsit de histereză în intervalul de temperatură θ de la 130 la 300° C. Primele teste arată că majoritatea tehnologiilor de formare de mai sus pot fi fezabile și cu Zerodur M.

7. REFERINȚE

1. Număr de catalog Schott 3131/le 1985.

2. HW Hoeness, R. Mueller, EW Rodek și FD Siebers, „Sustraturi de oglindă monolitice din clasa de 8 metri și substraturi de oglindă ușoare fabricate din ceramică de sticlă Zerodur”, Congresul Internațional de Știință și Inginerie Optică, 19 - 23 septembrie , 1988, Hamburg, Germania de Vest, Proc. SPIE 1013, în tipar.

3. A. Marker, H. Fuhrmann, H. Tietze și W. Froehlich, ”Lightweighted large mirror blanks of Zerodur”, în Large Optics Technology, Gregory M. Sânger, ed., Proc. SPIE 571, 51-59 (1985)).

4. H. Tietze, HW Hoeness, AJ Marker și H. Fuhrmann „Actualizarea evoluțiilor recente pentru semifabricate ușoare de oglindă mari de Zerodur”, în Advanced Technology Optical Telescopes III,

Larry D. Barr, ed., Proc. SPIE 628, 512-517 (1986).

5. SCF Sheng, „Lightweight mirror structures best core shapes: A reversai of historie belief”, Applied Optics 27(2), 354-359 (1988).

6. O. Lindig şi W. Pannhorst, „Thermal expansion and length stability of Zerodur in dependence on temperature and time”, Applied Optics 24(20), 3330-3334 (1985).

TOPIRE

LAMINAREA FÂZILOR TURNAREA BOULELOR

CONTROLUL CALITĂȚII RECACEREA CONTROLUL CALITĂȚII

FUSIUNEA TUTUROR PĂRȚILOR INCLUSIV:

- CĂDEREA FIȘEI DE FACES

- CERAMIZAREA

INSPECTIA CALITATII

PRELUCRARE LA FORMA FINALĂ

Tabelul 1: Etapele procesului de fuziune a oglinzilor Zerodur uşoare.

oo

PARAMETRI PROCES GEOMETRIE FLEXIBILITATE ECONOMIE
DIAMETRUGROSIME
Slumping 1 - 4 m~< 100 mmf-număr determinat în timpul ceramizării Costul sculei

Turnare prin centrifugare 2 - 8 m~> 100 mmf-număr determinat în timpul turnării prin centrifugare Instalație de turnare prin centrifugare

Tabelul 2: Parametrii pentru selectarea slumping versus spin turning

60

и

1

o

>

o м м

E

44

O

i

o

>

1234 5678910

Diametrul oglinzii [m]

Figura 1: Eficiența de volum a piesei turnate plano/plano mari

Performanța oglinzilor supraacoperite concepute pentru operarea cu privire la incidență

WD Kimura

Spectra Technology, Inc. 2755 Northup Way Bellevue, Washington 98004-1495

ABSTRACT

Absorbția oglinzilor acoperite cu argint cu un strat de acoperire dintr-un singur strat fie de ThP4, fie de MgF^ este măsurată în funcție de unghiul de incidență (0-89°) și polarizarea (s și p) la 0,5145 /¿m. Grosimea straturilor de acoperire este selectată pentru a minimiza absorbția la 85° fie pentru lumina s-polarizată, fie pentru lumina p-polarizată sau ambele s și p-polarizate. O motivație pentru acest studiu este de a determina nu numai efectul acoperirii asupra

performanței oglinzii la unghiuri mari de incidență, ci și de a determina eficiența straturilor de acoperire în protejarea oglinzilor argintii împotriva pătarii. Oglinzile au fost expuse la aerul camerei și absorbția lor a fost remăsurată periodic. Cu o singură excepție, acoperirile au protejat argintul de tergiversare. Deși dependența de absorbție unghiulară a oglinzilor poate fi modificată radical de acoperire, dependența măsurată nu urmează întotdeauna comportamentul așteptat, ceea ce implică faptul că valorile efective pentru parametri precum indicele de refracție al stratului pot să nu fie valorile asumate în calcul de proiectare.

1. INTRODUCERE

În anumite sisteme laser, puterea fasciculului laser poate fi foarte mare, dar diametrul fasciculului trebuie să fie în mod inerent mic. Fluxurile laser de pe oglinzile din aceste sisteme pot fi cu mult peste pragul de deteriorare pentru aceste optice. Laserele cu electroni liberi de mare putere (FEL) sunt un prim exemplu de astfel de sisteme laser. Un posibil remediu la acest cavi rezonator

Argintul gol a fost identificat drept unul dintre candidații de top pentru acoperirea cu oglindă datorită reflectivității sale ridicate la lungimile de undă vizibile. Cu toate acestea, are un dezavantaj potențial; are o susceptibilitate mare la ternizare (în primul rând formarea de sulfură de argint) atunci când este expus la aerul camerei. Pentru aplicațiile FEL, oglinda ar fi în vidul ridicat al sistemului accelerator de electroni și, prin urmare, nu ar fi expusă în mod normal la aer. Cu toate acestea, în practică, poate fi dificil să protejați oglinda de expunerea periodică la aer atunci când FEL trebuie să fie până la aer pentru, de exemplu, întreținere sau reparare. Au fost făcute sugestii de decapare a stratului ternizat și reacoperire a oglinzii ia situ în interiorul FEL. Evident, acest lucru crește complexitatea sistemului optic, făcându-l mai puțin dorit.

problema este să folosiți oglinzi de incidență cu privirea (pășunată) în optică

Un mijloc de a preveni deteriorarea oglinzilor argintii este aplicarea unui strat protector dielectric pe suprafața argintie. Aceasta este o practică standard, dar efectul său asupra proprietăților de incidență a privirii oglinzii nu a fost niciodată investigat în detaliu. Lucrările anterioare efectuate la Spectra Technology, Inc. (STI) au indicat că un singur strat dielectric poate avea un efect dramatic asupra caracteristicilor oglinzii la incidența privirii. Din teoria filmului subțire, se poate selecta o grosime adecvată a stratului pentru a atinge anumite caracteristici dorite la incidența privirii; de exemplu, reducerea la minimum a absorbției de polarizare p care este în mod normal relativ mare la unghiuri mari de incidență pe oglinzile metalice goale. O a doua problemă care trebuie luată în considerare este dacă pardesiul este suficient de gros pentru a preveni deteriorarea. Ultima problemă se referă la pragul de deteriorare real al oglinzii acoperite la incidența privirii. Lucrarea discutată în această lucrare abordează

doar primele două probleme, sub ipoteza că o absorbție scăzută în oglindă este necesară pentru aplicațiile cu putere medie mare.

Sunt prezentate proprietățile de absorbție măsurate ale oglinzilor de argint supraacoperite (ThF^ sau MgFg) concepute special pentru a atinge anumite caracteristici la unghiuri mari de incidență. De asemenea, este examinat gradul de ternizare care apare în aceste oglinzi la expunerea la aerul din cameră. Secțiunea II trece în revistă sistemul de măsurare experimentală, iar Secțiunea III prezintă rezultatele. O discuție a studiului este dată în Secțiunea IV.

2. DESCRIEREA MĂSURĂTORILOR

3

Teoria filmului subțire optică a fost bine studiată, cartea lui Macleod fiind o referință clasică. Henee, discuția de aici va fi scurtă și limitată la ecuația de bază folosită pentru a determina grosimea dorită a filmului.

Figura 1 este o secțiune transversală a unui film cu un singur strat pe un substrat. Indicele de refracție, ng, se presupune că este egal cu 1 (aer). Filmul se presupune a fi neabsorbant (adică coeficientul de extincție, k, este zero) și are o grosime, d, cu un indice de refracție, n^. Aceasta este o presupunere rezonabilă pentru majoritatea filmelor la lungimea de undă vizibilă (0,5145 /im) examinate în timpul acestui studiu. Substratul absorbant are un indice complex de refracție dat de n - ik. Reflectanța Fresnel și coeficienții de transmisie4 la fiecare graniță sunt desemnați prin rn și tn, n = 1, respectiv 2. Pentru un singur strat, film neabsorbant pe un substrat absorbant, reflexia în funcție de unghiul de incidență este dată de:

Γ2 + ΓιβχΡ("2ίδι)

R ” 1 + r^exp^iGp

unde <5^ = (2rnjdcos^)/X este grosimea fazei la unghiul ϕ în interiorul filmului.

Ecuația 1 este valabilă numai pentru un singur strat, film nedispersiv. Filmele mai complexe pot fi analizate folosind formalismul matriceal caracteristic. Elementele matricei sunt soluții ale ecuației de undă care îndeplinesc condițiile de

continuitatea componentei tangențiale a câmpurilor electrice și magnetice de-a lungul limitelor planului filmului. Au fost dezvoltate modele computerizate sofisticate care sunt capabile să analizeze filme multistrat, filme dispersive (absorbante), filme cu gradienți și așa mai departe. Cu toate acestea, designul filmelor investigate în această lucrare se bazează pe Ecn. 1 folosind valorile publicate pentru film și coeficienți de substrat. Mai exact, pentru ThF^, n = 1,53 (Ref. 3), pentru MgF2> n = 1,38 (Ref. 3), iar pentru argint, n = 0,2445, κ = 3,253 (Ref. 6) la 0,5145 μα (lungimea de undă utilizată în timpul

acestui studiu). Rețineți că valoarea n și κ^ pentru argint dată de Ref. 6 sunt semnificativ mai mari decât cele date de alții; dar, după cum vor arăta datele din această lucrare, acordul de magnitudine absolută dintre teorie și date este adesea bun. Acest acord în mărime absolută ar fi mai rău dacă celelalte valori ar fi

Figura 1. Secțiune transversală schematică a unei pelicule subțiri neabsorbante pe un substrat absorbant.

Variabila liberă din Ecn. 1 este grosimea filmului. Prin selectarea judicioasă a grosimii stratului dielectric, este posibilă modificarea caracteristicilor de absorbție unghiulare și dependente de polarizare ale oglinzii. După cum sa menționat anterior, este posibil să se îmbunătățească (adică să se reducă) absorbția luminii p-polarizate la unghiuri mari de incidență. Este posibil ca caracteristicile de polarizare s ale oglinzii supraacoperite să fie comparabile cu o suprafață metalică goală, obținând astfel aceeași performanță de reflectivitate ridicată a unei oglinzi argintii goale și protejând-o în același timp de deteriorare.

Grosimea dielectrică minimă pentru a obține aceste rezultate este de obicei mai mică decât lungimea de undă a luminii incidente (efectul precis al stratului de acoperire depinde de lungimea de undă). Pe de altă parte, se presupune că, cu cât stratul este mai gros, cu atât este mai bună protecția împotriva pătării. Cu toate acestea, absorbția tinde să fie cea mai scăzută în cazul straturilor subțiri, plus straturile mai groase pot suferi mai mult de împrăștiere și pierderi de absorbție în vrac. Henee, oglinzile testate au folosit straturi de grosime minimă, cu așteptarea ca unele dintre straturi să fie prea subțiri pentru a proteja oglinda de tergiversare.

Substraturile oglinzilor au un diametru de 10,2 cш (4 inchi), 0,6 cm grosime siliciu lustruit (3-5 A) rugozitate rms. Oglinzile au fost acoperite de Çocky Mountain Instrument Company, Longmount, Colorado. Pe siliciu este depus un strat de crom (-350 A), deasupra căruia se evaporă un strat de argint (23000 A). În cele din urmă, în timp ce este încă în camera de acoperire, se aplică acoperirea dielectrică. Pentru a preveni o eventuală deteriorare a oglinzilor acoperite în timpul tranzitului, oglinzile sunt expediate la STI în containere speciale purjate cu azot.

Au fost testate trei grosimi diferite de acoperire, atât ThF^, cât și MgF_2, fiecare grosime fiind proiectată fie pentru a minimiza absorbția de polarizare s la incidența privirii (de exemplu £85°), fie pentru a minimiza absorbția de polarizare p la incidența privirii sau pentru a minimiza absorbția ambelor. polarizări simultan. Precizia grosimii dielectricului este estimată la ±10%. O pereche de oglinzi au fost acoperite pentru fiecare grosime dielectrică, o oglindă fiind ulterior expusă la aerul camerei pentru testele de deteriorare, iar cealaltă servind drept oglindă de control care este stocată într-o atmosferă cu azot pur.

Tehnica utilizată pentru măsurarea caracteristicilor de absorbție ale oglinzilor la unghiuri mari de incidență este calorimetria fotoacustică. Această tehnică a fost folosită pentru a măsura caracteristicile incidenței privirii ale oglinzilor metalice goale, supraacoperite și turnate cu diamant. O schemă a sistemului de măsurare este prezentată în Fig. 2. Ieșirea de la un laser cu ioni de argon cw, laser pe linia 0,5145 /im, este trimisă printr-un elicopter, un telescop de colimare, un piat cu semi-undă pentru a roti polarizarea, și un polarizator de curățare orientat în aceeași direcție ca piața cu jumătate de undă pentru a elimina orice lumină care nu este complet rotită de piata cu jumătate de undă. Raza laser se reflectă în oglinda de testare montată în stare de rotație. Atașat la spatele substratului oglinzii este un traductor piezoelectric a cărui ieșire este alimentată într-un amplificator de blocare sensibil la fază. Acest tip de schemă de detecție permite măsurarea semnalelor foarte mici. Absorbția absolută este determinată prin utilizarea unui raportmetru de energie laser pentru a măsura cantitatea de lumină reflectată la o incidență aproape normală și folosind aceste date pentru a calibra semnalul traductorului piezoelectric. Mai multe detalii despre tehnica experimentală pot fi găsite în Ref. 11.

3, REZULTATE EXPERIMENTALE

A, Dependența unghiulară și de polarizare

o

Figura 3 prezintă datele și curba teoretică pentru anul 2007 A ThF^ pe argint (dacă nu se menționează altfel, toate datele prezentate sunt pentru condiții neatârnate). Această grosime a fost selectată pentru a obține o absorbție minimă la 85® numai pentru lumină s-polarizată (polarizarea care are în mod normal reflectivitate mare la unghiuri mari de incidență pe metalul gol). Concordanța dintre teorie și date este corectă, cu ușoarele diferențe datorate probabil unor mici diferențe în valorile efective ale parametrilor utilizați în Ecn. 1.

Figura 2. Schema schematică a sistemului de măsurare a absorbției incidenței privirii.

UNGHI DE INCIDENTA (GRAD)

(a) (b)

O

Figura 3. Caracteristicile de absorbție ale unei oglinzi argintii A ThF^ din 2007 concepute pentru a minimiza absorbția polarizării s la incidența privirii

(λ = 0,5145 Дт). (a) s-polarizare; (b) p-polarizare. Solidul

curba este predicția teoriei filmului subțire (vezi text); curba întreruptă este teoria pentru o suprafață de argint goală.

Este interesant să comparăm datele cu curba teoretică pentru argintul gol, reprezentată și în Fig. 3. Așa cum sa menționat mai devreme, valorile absorbției argintului nu tind să fie ridicate față de ceea ce este de așteptat, din cauza valorilor particulare ale lui n și κ care sunt folosit. La o incidență normală, teoria argintului gol și datele se întâmplă să aibă aceleași valori; deși, acest lucru este doar o coincidență din moment ce

se presupune că datele reprezintă o oglindă de argint acoperită. La incidența privirii, absorbția oglinzii ThF^ supraacoperite este comparabilă cu teoria ^are argint. Trebuie menționat că măsurătorile anterioare de absorbțiex ale oglinzilor de argint goale neatârnate tind să producă absorbții mai mici la incidența privirii decât ceea ce este arătat atât experimental, cât și teoretic în Fig. 3. Henee, datele din Fig. 3 demonstrează că un pardesiu poate fi aplicat pe argint care oferă în continuare aceeași absorbție scăzută la incidența privirii ca o oglindă de argint goală. Avantajul, desigur, este că fjim-ul protejează și argintul de tergiversare. Într-adevăr, așa cum se va arăta, stratul 2007 A de ThF^ pare suficient de gros pentru a preveni deteriorarea.

Figura 4 oferă rezultatul pentru 720 À ThF^, care este conceput pentru a minimiza absorbția de polarizare p la incidența privirii. Curba solidă este predicția teoretică și este destul de bine potrivită cu datele, în special în magnitudine absolută. Observați cum absorbția de polarizare s se comportă acum ca lumina p-polarizată pe o suprafață metalică goală (vezi Fig. 3). De asemenea, rețineți că, deși absorbția p-polarizării la incidența privirii este semnificativ mai mică decât este pentru un metal gol, nu este tot atât de scăzută precum este absorbția pentru polarizarea s pe un metal gol.

100.

INCIDENTA UNGI 0F (GRAD)

(a) (b)

O

Figura 4. Caracteristicile de absorbție ale unei oglinzi argintii de 720 A ThF^ concepute pentru a minimiza absorbția de polarizare p la incidența privirii

(λ = 0,5145 μη). (a) s-polarizare; (b) p-polarizare. Curba solidă este predicția teoriei filmului subțire (vezi text).

° În Fig. 5 sunt prezentate rezultatele experimentale și teoretice pentru oglinda de 550 A ThF^ concepută pentru a minimiza atât absorbția de polarizare s, cât și p la 85*. Cel mai evident punct despre Fig. 5 este acordul slab dintre teorie și date. The

teoria prezice că absorbanțele la 85® ale celor două polarizări ar trebui să fie similare una cu cealaltă, ceea ce nu sunt. De ce există un dezacord atât de grav nu este înțeles; Oglinda de control avea și curbe de date similare. Formele date par să indice că grosimea filmului este mai mult ca cea din cazul A ThF^ din 2007, ceea ce implică o eroare în grosimea filmului cu mult în afara incertitudinii asociate cu procesul de acoperire.

(A)

(b)

Figura 5.

O

Caracteristicile de absorbție ale unei oglinzi argintii de 550 A ThF^ concepute pentru a minimiza atât absorbția de polarizare s, cât și p la incidența privirii (λ = 0,5145 /im). (a) polarizarea s; (b) p-polarizare. Solidul

curba este predicția teoriei filmului subțire (vezi text).

Un alt punct critic în ceea ce privește datele de polarizare s din Fig. 5 este absorbția anormal de mare observată la unghiuri >80®. După cum va fi arătat, acest comportament este observat ocazional în unele dintre celelalte oglinzi testate și a fost observat și în unele oglinzi metalice goale. Discuții suplimentare despre acest lucru sunt tratate în Secțiunea IV.

O 9

Rezultatele pentru 2460 A MgF2 8^-ven din Fig. 6. Ca și cazul A ThF^ din 2007

(Fig. 3), această oglindă este proiectată pentru a minimiza doar absorbția de polarizare s la unghiuri mari de incidență. Acordul dintre date și teorie (curba solidă) este slab. Teoria presupune că indicele de refracție pentru MgF2 este 1,38; dacă această valoare este variată, se constată că o potrivire foarte bună cu datele poate fi obținută atunci când n = 1,60 așa cum se arată în Fig. 6 prin curbele punctate. Acest lucru pare să implice că indicele efectiv al valorii de refracție pentru MgFo depus pe această oglindă este mai mare decât se aștepta în mod obișnuit; deși, o valoare de 1,60 pentru n pare, de asemenea, nerezonabil de mare.

ABSORBTANȚA ('/.)

UNGHI DE INCIDENTA (GRAD)

(a) (b)

O

Figura 6. Caracteristicile de absorbție ale unei oglinzi argintii de 2460 A MgFg concepute pentru a minimiza absorbția de polarizare s la incidența privirii

(λ = 0,5145/im). (a) s-polarizare; (b) p-polarizare. Solidul și

curbele punctate sunt predicțiile teoriei filmului subțire folosind 1,38 și, respectiv, 1,60 pentru indicele de refracție al MgFg (vezi textul).

(a) (b)

O

Figura 7. Caracteristicile de absorbție ale unei oglinzi argintii 859 A MяБ concepute pentru a minimiza absorbția de polarizare p la incidența privirii

(λ = 0,5145/im). (a) s-polarizare; (b) p-polarizare. Solidul și

curbele punctate sunt predicțiile teoriei filmului subțire folosind 1,38 și, respectiv, 1,60 pentru indicele de refracție al MgF (vezi textul).

Figura 7 oferă rezultatul pentru 859 A MgFo care, la fel ca cazul 720 A ThF^, este proiectat să minimizeze doar absorbția de polarizare p la incidența privirii. Datele nu se comportă conform așteptărilor; din nou predicția teoretică (curba solidă) presupune n = 1,38. Dacă n = 1,60, atunci, așa cum se arată prin curbele punctate din Fig. 7, curbele teoretice se adaugă mai bine în forma generală a curbei cu datele. Cu toate acestea, există încă o diferență semnificativă în mărimea absolută (poate datorită valorilor efective ușor diferite pentru n și κ ale stratului de argint). Rețineți că datele de polarizare p la 286* afișează o absorbție anormal de mare, similară cu cea observată în Fig. 5.

Pentru a completa prezentarea rezultatului oglinzii supraacoperite, Fig. 8 prezintă datele și teoria pentru 678 A MgFn. Ca și în cazul 550 A ThF^, acesta a fost conceput pentru a minimiza absorbția pentru ambele polarizări. Din nou, teoria (curba solidă) și datele nu se potrivesc atunci când se utilizează n = 1,38 pentru MgFgî acord mult mai bun în forma generală a curbei se obține dacă n = 1,60 (curba întreruptă).

(a) (b)

O

Figura 8. Caracteristicile de absorbție ale unei oglinzi de argint de 678 A MgFg concepute pentru a minimiza atât absorbția de polarizare s, cât și p la incidența privirii (λ = 0,5145 /im). (a) s-polarizare; (b) p-polarizare. Solidul și

curbele punctate sunt predicțiile teoriei filmului subțire folosind 1,38 și, respectiv, 1,60 pentru indicele de refracție al MgFg (vezi textul).

B. Măsurători de ternizare

Oglinzile supraacoperite cu ThF_4 și MgF_2 au fost lăsate să se întindă în mod natural prin expunerea la aerul camerei. Au fost păstrați într-o cameră de laborator cu aer condiționat (temperatura: 21,6°C ±0,9°C, umiditate relativă: 39,0% ±4,5%). Camera este o zonă de nefumători, iar evacuarea de la o pompă de vid din cameră este canalizată în exterior pentru a evita

posibilă contaminare prin vapori de ulei de pompă. Pentru a preveni acumularea de praf, oglinzile sunt depozitate în cameră într-o poziție inversată, ținute astfel încât nimic să nu atingă suprafața oglinzii.

Figura 9 este un grafic al absorbției la incidență normală pentru ThF. oglinzi supraacoperite după ce au fost expuse la aerul camerei. Nu există o creștere apreciabilă a absorbției pentru niciuna dintre oglinzi, chiar și pentru stratul de 550 A. (Diferențele în mărimea absorbției pentru fiecare set de oglinzi se datorează faptului că oglinzile au fost proiectate pentru diferite caracteristici la incidența privirii.)

20

15

S

Ш

• ■ ▲ OGLINDA EXPUSĂ O □ Δ OGGLINDĂ DE CONTROL

10

Δ

Δ Δ

O ·

OC O ω m

• O

5

550 A ThF4

720 ÂoThF4

2007 Â ThF4

°0L

2

3

e7 , ,7   ORA (LUNI)

Figura 9. Absorbția la incidența normală a oglinzilor acoperite cu ThF^ în funcție de timpul de expunere la aerul camerei.

Comportamentele de ternizare ale oglinzilor MgF» supraacoperite sunt prezentate în Fig. 10. La fel ca oglinzile supraacoperite ThF^, oglinzile 859φA și 2460 A MgFg nu par să se ternească. Excepție este oglinda 678 A WgFg care pare să dea semne de pătare. Cu toate acestea, există unele inconsecvențe care complică această interpretare. În primul rând, cei 550 A ThF. oglinda nu a dat semne de pată și are un strat mai subțire. În al doilea rând, referindu-ne la Fig. 10, nu se știe de ce există o diferență atât de mare între valorile de absorbție ale celor două oglinzi 678 Á înainte de începerea testului de expunere la aer. Niciuna dintre celelalte oglinzi nu a avut o discrepanță atât de mare între oglinzile de test și cele de control. În sfârşit, din măsurătorile anterioare de ternizare1^ ale oglinzilor goale de argint, se ştie că efectele ternirii tind să fie mai evidente la unghiuri mari de incidenţă decât la incidenţă normală. Cu alte cuvinte, ne-am aștepta să vedem o creștere relativă mai mare a absorbției la unghiuri înalte decât la incidența normală. Figura 11 prezintă datele pentru oglinda de 678 A MgF^ în condiții nepătabile și după 6 săptămâni de expunere la aer. Deși datele deteriorate au o absorbție mai mare, creșterea relativă pare să fie constantă pe toate unghiurile. Acest lucru nu este în concordanță cu comportamentul argintului gol atunci când se pătește. Din cauza acestor inconsecvențe anterioare, nu putem spune cu certitudine că 678 A MgFg a suferit pată.

Figura 10. Absorbția la incidența normală a oglinzilor acoperite cu MgFo în funcție de timpul de expunere la

- 2 aer camere.

A

ABSORBTANȚA (%)

UNGHI DE INCIDENTA (GRAD)

" (b)

Figura

11. Comparație de absorbție

condiţii nepătate şi după 6 săptămâni de expunere

date pentru 678 A

2

(a) s-polarizare; (b) p-polarizare.

oglinda sub aerul camerei.

4. DISCUȚIE

Este clar că proprietățile de absorbție ale unei oglinzi metalice pot fi personalizate prin simpla ajustare a grosimii unui singur strat dielectric. Același strat dielectric poate proteja și oglinda de deteriorare. Cu toate acestea, așa cum demonstrează rezultatele MgF2, performanța reală a oglinzii poate să nu fie întotdeauna cea așteptată. De ce oglinzile acoperite cu MgFg aparent au un strat de MgFg al cărui indice de refracție este mai dozat la 1,60 decât 1,38 este necunoscut. Acest lucru implică faptul că este necesar să se cunoască sau să se controleze cu exactitate proprietățile de bază ale dielectricului atunci când este depus pe oglindă.

După cum sa menționat mai devreme, motivul absorbției anormal de mare la unghiuri mari de incidență observată în unele dintre oglinzi nu este înțeles. O ipoteză este că poate fi legată de un efect de plasmon de suprafață. În mod normal, în configurația utilizată în timpul măsurătorilor, un plasmon de suprafață nu poate fi generat. Cu toate acestea, din cauza rugozității suprafeței, poate fi posibilă cuplarea energiei laser într-un mod plasmon de suprafață. Această posibilitate nu a fost verificată.

Implicațiile cu privire la acest comportament imprevizibil de absorbție anormal de mare sunt importante. Cu excepția cazului în care acest comportament este înțeles și controlat în mod adecvat, este posibil ca o oglindă proiectată și acoperită pentru operația de incidență a privirii să nu aibă o absorbție atât de scăzută pe cât se aștepta.

În cele din urmă, așa cum s-a explicat în introducere, măsurătorile prezentate în această lucrare arată că o oglindă de argint supraacoperită poate avea caracteristici de absorbție similare cu o oglindă de argint goală și, în același timp, poate fi protejată de deteriorare. Se știe că acoperirile dielectrice tind să aibă praguri de deteriorare mai mici decât metaile goale; În consecință, trebuie investigată problema dacă pragul de deteriorare inferior al acoperirii dielectrice contrabalansează avantajele funcționării la incidența privirii.

5. RECUNOAȘTERE

Această lucrare a fost susținută de Comandamentul Strategic de Apărare al Armatei SUA prin Boeing Aerospace Co., Contractul nr. GL1065.

6. REFERINȚE

1. JM Eggleston și JM Slater, „Baseline Conceptual Design for High-Power FEL Ring Cavities”, IEEE J. Quan. Electron. QE-23, 1527 (1087).

2. WD Kimura, FJ Woodberry și LF DeSandre, Daune induse de laser în materiale optice: 1986, Nati. Inst. Stand, și Tech., Spec. Pubi. 752 684 (1988).

3. HA Macleod, Thin-Film Optical Filțers, (American Elsevier, New York, 1969).

4. M. Born și E. Wolf, Principies of Opțics, (Pergamon, Oxford, 1975), p.628-630.

5. OS Heavens, „Optical Constants of Thin Films”, Physics of Thin Films, voi. 2, (Academie, New York, 1064), p. 203.

6. HJ Hagemann, W. Gudat și C. Kunz, „Constante optice de la infraroșu îndepărtat la regiunea cu raze X: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C și AIθO,” J. Opt . Soc. A.m. 65, 742 (1975).

7. LG Schulz, „Constante optice de argint, aur, cupru și aluminiu. I. Coeficientul de absorbție k”, J. Opt. Soc. A.m. 44, 357 (1954).

8. LG Schulz și FR Tangheriini, „Optical Constants of Silver, Gold, Copper, and Aluminium. II. The Index of Refraction n,” J. Opt. Soc. A.m. 44, 362 (1954).

9. P. Winsemius, FF van Kampen, HP Lengkeek și CG van Went, J. Phys. F 6, 1583 (1976).

O

10. Lucrări recente de la Laboratorul Național Los Alamos indică faptul că straturi foarte subțiri (10-20 A) de A1^0^ pe argint pot fi eficiente în întârzierea sau prevenirea pătării.

11. WD Kimura și DH Ford, „Sistem de calorimetrie fotoacoustică pentru măsurători de absorbție a oglinzii cu incidente de privire”, Rev. Sci. Instrum. 57, 2754 (1986).

12. WD Kimura și DH Ford, „Măsurările de absorbție ale oglinzilor metalice la incidența privirii”, Appi. Opta. 25, 3740 (1986).

13. WD Kimura, „Caracteristicile de absorbție ale oglinzii de argint și argint pe cupru”, Appi. Opta. 26, 2450 (1987).

14. WD Kimura, „Measurements of Multilayer Dielectric Mirrors Designed for Glancing Incidence Operation”, Laser Optics for Intracavity and Extracavity Applications. PM Fauchet și KH Guenther, Editore, vor fi publicate în Proceedings of SPIE 0-E/LASE '88.

15. WD Kimura și TT Saito, „Glancing Incidence Measurements of Diamond Turned Copper Mirrors”, Appi. Opta. 26, 723 (1987).

16. RH Pantell, Universitatea Stanford, comunicare privată.

Filme cu indice ridicat de refracție pentru oglinzi dielectrice preparate prin depunere în vapori de substanțe chimice metalo-organice*

Raymond M. Brusasco Universitatea din California Laboratorul Național Lawrence Livermore

PO Box 5508, L-483

Livermore, CA 94550

ABSTRACT

O mare varietate de oxizi metalici cu indice mare de refracție poate fi preparată prin depunerea în vapori de substanțe chimice metalo-organice. Prezentăm câteva rezultate recente de deteriorare optică și laser pe filmele de oxid preparate de MOCVD, care ar putea fi utilizate într-o structură multistrat pentru aplicații cu oglinzi dielectrice cu reflexie ridicată (HR). Metoda de preparare afectează atât proprietățile optice, cât și pragul de deteriorare a laserului.

1. INTRODUCERE

Filmele subțiri joacă un rol important în laserele cu putere de vârf ca acoperiri anti-reflexie (AR) și de înaltă reflexie (HR). Cerințele de performanță pentru aceste acoperiri, în special în manipularea puterii laser, cresc rapid pe măsură ce nivelul de putere crește ca răspuns la nevoile fizicii țintei de fuziune. De exemplu, obiectivul pragului de deteriorare a laserului pentru oglinzile dielectrice cu reflexie ridicată în laserele de generație următoare (la 1064 nm și o durată de 10 nsec puise) se apropie de 40 J/cm2, în timp ce structurile actuale de film subțire HR funcționează la aproximativ jumătate din această valoare.1 În plus, HR-urile laser cu putere de vârf ridicată necesită reflectivitate ridicată (>99%) și pierderi reduse de absorbție și împrăștiere. Îndeplinirea acestor noi etape în performanța optică poate necesita noi tehnologii pentru creșterea filmului optic sau o înțelegere mai profundă a mecanismelor de deteriorare a laserului sau ambele.

Chemical Vapor Deposition (CVD) este o tehnică de creștere a filmului subțire utilizată în principal în industria microelectronică, dar care este, de asemenea, capabilă să pregătească acoperiri de oxid de interes pentru comunitatea optică, cum ar fi AI2O3, HfÛ2, Zr02» TIO2, Ta2Û5, etc.2- 5 Majoritatea citărilor din literatură despre o acoperire cu

oxid CVD oferă doar o foarte scurtă discuție despre performanța optică a filmului, limitată de obicei la o afirmație despre indicele de refracție. Este important să se investigheze reflectivitatea în bandă largă pentru a înțelege cum poate fi utilizat filmul într-o macrostructură multistrat, cum ar fi o stivă dielectrică HR.

Scopul acestui studiu a fost de a examina filmele subțiri de alumină, hafnia și zirconia preparate prin mai multe metode CVD și de a determina modul în care variațiile procesului au afectat performanța optică, indicele de refracție, rata de depunere și pragul de deteriorare a laserului la 1064 nm.

*Lucrări efectuate sub auspiciile Departamentului de Energie al SUA de către Laboratorul Național Lawrence Livermore sub Contractul Nr. W-7405-ENG-48.

2. EXPERIMENTAL

Reacțiile de depunere a vaporilor chimici au fost efectuate într-un tub de reacție de silice topită cu diametrul de 140 mm la poziția substratului și lungime de aproximativ 4 picioare. Figura 1 prezintă geometria reactorului în forro schematic. Substraturile au fost silice topită Corning (7940) care au fost încălzite intern cu un element de reținere căptușit cu aur. Exteriorul peretelui reactorului a fost expus aerului ambiant, creând un reactor cu perete rece. Substraturile au fost curățate conform metodei descrise în Tabelul I, încărcate în camera reactorului într-un mediu curat de banc și pompate la aproximativ 1 Torr sub curgere de argon. S-au stabilit fluxuri de gaz și substratul a fost adus la temperatura de reacție înainte de a admite vapori de alcoxid și de a începe reacția.

1) Argon

2) Oxigen

3) Controloare de debit de masă Brooks

4) Barbotator

5) Barbotator

6) Tub reactor de silice

7) Reținetor de aur încălzit intern

8) Control de presiune și temperatură

9) Încălzitor extern

10) Capcană de azot lichid

Figura 1. Schema reactorului de depunere a vaporilor chimici.

S-au luat măsuri pentru manipularea speciilor de alcoxid lichid sau solid. Butoxizii terțiari au format un set convenabil de materii prime, deoarece toate sunt volatile și sunt foarte reactive. Al(OBиЪз a fost preparat în acest laborator pornind de la al urninum metal și izo-propanol până la таке АЦОРгЬз» urmată de schimbul de alcool cu t-butanol în benzen. Reacția (zirconiu, hafniu) dialchilamidă cu t-butanol. , Hf)(0But)4 a fost realizat așa cum este descris de Takahashi și colab.6 Temperatura și debitul fiecărui alcoxid au fost alese pentru a da o viteză de depunere apropiată, dar mai mică de 100 min-1. Odată ce acești parametrii de temperatură și debit al alcoxidului au fost determinate, acestea au fost menținute constante în timp ce se variază temperatura substratului și condițiile de mediu, cum ar fi prezența plasmei sau a unor specii chimice suplimentare.Un rezumat al condițiilor de reacție apare în Tabelul II.

TABELUL I

Metoda	Timp
Cufundat în soluție ^SCM/CNHzibSoOQ la 135°C	30 min.
Răcită în aer	
Se clătește în apă distilată	
Scufundare în HF apos 5% g/g	10 sec.
Se clătește în apă distilată	
Se clătește în etanol	
Uscați la aer	
Drag șters cu etanol într-o bancă curată	

TABELUL II

Material*	Debit purtător (sccm) Debit sursă (sccm) Temperatură sursă (°C)
Alumină	10010080
Hafnia	10010026 (temperatura camerei)
Zirconiu	10010026

*A11 au fost depuse la o presiune de 500 mTorr și un unghi de depunere de 45°.

Au fost investigate cinci moduri de condiții de creștere. Unul a implicat descompunerea termică simplă a precursorului pentru a da o peliculă de oxid la 400°C. Un al doilea a implicat depunerea la o temperatură mai scăzută a substratului de 250°C. Al treilea a implicat menținerea temperaturii substratului de 250°C și adăugarea a 20 sccm de oxigen saturat cu vapori de terțiar-butanol la 26°C ca amplificator al vitezei de depunere. Această metodă este cunoscută sub denumirea de proces de depunere asistată chimic (CAD). Al patrulea mod a folosit o

aplicare continuă a plasmei RF în timpul depunerii. În cele din urmă, cea de-a cincea schemă de depunere a folosit o etapă de curățare cu plasmă pulsată întrețesată cu pași succesivi de creștere. În acest proces s-a folosit metoda de depunere CAD pentru a crește aproximativ 70Â de material, după care creșterea a fost întreruptă și s-a început un flux de oxigen 100% pentru a introduce o plasmă de oxigen ca pas de curățare. Plasmele au fost generate folosind un generator de plasmă RF Plasma Products RF-10 care funcționează la 13,56 MHz cu o putere totală disponibilă de 1 kW. Cincizeci (50) de wați de putere au fost furnizați plasmei printr-o pereche de electrozi plasați în afara tubului reactorului. O rețea de potrivire „pi” AM-10 a fost utilizată pentru a corecta nepotrivirea impedenței. Electrozii de plasmă au fost poziționați la aproximativ patru inci în aval de suportul de substrat pentru depunerea continuă a plasmei, datorită faptului că plasma a îmbunătățit foarte mult viteza de reacție și reactanții au fost complet epuizați în poziția de descărcare cea mai intensă. Pentru metoda de curățare cu plasmă, electrozii au fost poziționați la locul substratului pentru ca cea mai intensă plasmă să existe în apropierea filmului în creștere.

Spectrele de transmisie optică au fost înregistrate cu un spectrofotometru Perkin-Elmer model 337 între 1200 nm și 200 nm. Datele optice au fost utilizate pentru a determina indicele de refracție al filmelor la sau aproape de 400 nm folosind ecuația l.7

R=1-Tm

(1)

0,965

unde: T = transmitanța observată n » indicele peliculei ns = indicele substratului R = reflectanța

Tm = transmitanța peliculei subțiri

Grosimea filmelor a fost, de asemenea, determinată folosind relațiile familiare dintre vârfurile de reflexie de ordinul întâi și de ordinul superior din acoperirile cu un singur strat. aproximați ca creșteri în trepte ale indicelui de refracție ușor crescător sau ușor descrescător și rezultatele comparate cu spectrele de transmisie observate.

Pragurile de daune au fost măsurate cu ajutorul laserului cu putere variabilă la LLNL. Testarea deteriorării a fost efectuată ca teste 1-pe-l utilizând un fascicul la 1064 nm cu durata de 10 nsec și dimensiunea punctului de 2-3 mm. Criteriul pentru deteriorarea laserului a fost orice modificare vizuală detectabilă a suprafeței substratului atunci când se compară zonele selectate înainte și după iradiere la o mărire de 100X într-un microscop optic Nomarski. Datele de deteriorare au fost colectate și reprezentate ca prag de deteriorare în funcție de grosimea stratului.

3. REZULTATE ȘI DISCUȚII

Tabelul III prezintă indicele de refracție a filmelor în funcție de identitatea materialului și condițiile de prelucrare. În general, temperaturile de depunere mai scăzute rezultă în indici mai mici de refracție. Acest lucru indică faptul că temperaturile mai ridicate sunt dorite în prepararea stivelor dielectrice multistrat cu un număr minim de straturi. Indicele de refracție poate fi influențat de structura cristalină și/sau microstructura filmului. Măsurătorile de difracție cu raze X pe filmele create la 400°C dezvăluie că acestea sunt cristaline în cazul zirconiei și hafniei, filmele de hafnie existând ca fază monoclinică și zirconia ca fază cubică. Filmele de alumină din acest studiu, precum și filmele depuse sub 400eC sunt amorfe la difracția de raze X. Pe lângă structura cristalină amorfă, temperaturile mai scăzute ale substratului conduc, de asemenea, la pelicule mai poroase, datorită migrării de suprafață reduse a speciilor de depunere în timpul creșterii filmului.9 Nivelul de analiză aici nu permite să se determine contribuțiile relative ale structurii cristaline și microstructurii. modificări ale indicelui de refracție, dar rețineți că toate filmele de alumină sunt amorfe, ceea ce înseamnă că diferențele de indice sunt determinate de microstructură. Acest lucru ar indica microstructura joacă un rol dominant în acest material și poate și în celelalte.

TABELUL III

Alumină	1,48-1,66 1,47-1,52400°C 250°C
Zirconiu	1,89-1,99 1,78-1,89400°C 250°C
Hafnia	1,8 1,62-1,78400°C 250°C

Spectrul de reflexie, sau de transmisie, permite calcularea grosimii și indicelui de refracție, precum și a da cotizații privind absorbția sau neomogenitățile în film. Figura 2 compară spectrele de transmisie optică între filmele de alumină crescute la 400°C și 250°C. Cele mai evidente diferențe sunt amplitudinea scăzută de modulare a semnalului de transmisie și pierderea de transmisie la lungimile de undă mai scurte pentru filmele depuse la 400°C. Pierderea în amplitudinea modulației ilustrează scăderea indicelui de refracție. Diferențele în transmisivitatea lungimii de undă scurte ar putea fi explicate fie prin creșterea împrăștierii, fie prin prezența unor specii absorbante în filmele de 400°C.

250°C 400°C

Figura 2. Spectrele de transmisie optică a filmelor de alumină depuse la 250°C și 400°C.

Vizualizarea calitativă în afara axei a unei lumini albe intense care strălucește prin filme nu arată nicio diferență în intensitatea împrăștierii dintre filmele cu temperatură înaltă și joasă. Prin urmare, pierderea de transmisivitate a lungimilor de undă scurte este atribuită centrilor de absorbție din filme. Dovezile indirecte pentru acest lucru sunt obținute prin observarea produșilor de descompunere ai procesului termic la temperatură înaltă. Uleiurile sunt prinse în sistemul de vid pe perioade lungi de depunere; aceste uleiuri pot fi

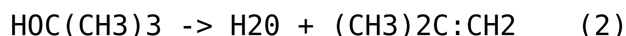
încorporate în pelicule în timpul creșterii. Sursa acestor produse de degradare este atribuită chimiei de descompunere a alcoxizilor care implică formarea de olefine.10 Suprafețele fierbinți pot polimeriza aceste olefine. Uleiurile organice nu sunt observate la temperaturi de depunere mai mici.

TABELUL IV

Rata de depunere (A min*1)

Sursa	A(400°C)B(250°C)C(CAD 250°C)
ATB	601220
AIP	63932
HTB	242121
ZTB	443033

Tabelul IV, Coloanele A și B, arată viteza de depunere pentru un anumit material sursă la temperatură ridicată (400°C) și scăzută (250°C). Ratele de alumină și zirconiu sunt mult mai dependente de temperatură decât hafnia, ceea ce indică o limitare a cineticii reacției la suprafață pentru aceste două materiale. Acest tabel subliniază o contradicție fundamentală între necesitatea unor temperaturi scăzute de depunere, pentru a face inerți subprodușii organici, și temperaturile de depunere mai ridicate care măresc vitezele de reacție. Ecuațiile 2 și 3,


HOC(CH3)3 -> H20 + (CH3)2C:CH2 (2)


M(OC(CH3)3)X + xH20 -> „MOH” + xH0C(CH3)3 (3)

ilustrați reacțiile chimice utilizate. Butanolul terțiar este complet deshidratat la 250°C pentru a da apă și izobutilenă. Apa se formează la substratul fierbinte și reacționează cu alcoxidul de metal disponibil pentru a forma specii intermediare caracterizate fie ca oxid, fie posibil ca oxid hidratat. Alcoolul format prin eliberarea liganzilor alcoxid este de asemenea supus dezdratării, furnizând mai multă apă. Terț-butoxizii sunt extrem de instabili din punct de vedere hidrolitic, astfel că t-butanolul suplimentar acționează ca un agent de transport al apei și mărește viteza de reacție. Coloana C din Tabelul IV arată creșterea ratei folosind CAD. Rețineți că hafnia nu este afectată, în concordanță cu o reacție limitată de transport în masă.

Figura 3 prezintă spectrul optic rezultat dintr-un film de alumină preparat cu o plasmă RF continuă. Această curbă optică nu poate fi explicată prin simpla absorbție sau împrăștiere, deoarece vârfurile curbei cresc deasupra și coboară sub curba pentru substratul neacoperit în funcție de lungimea de undă. O peliculă cu un indice omogen de refracție ar trebui să aibă maximele de transmisie coincide cu curba pentru sticla neacoperită.

Codul de modelare optică FILM*CALC a fost utilizat pentru a examina efectul neomogenității indicelui asupra spectrului de transmisie calculat. Filmul de alumină cu un singur strat a fost modelat pentru a

fi un compozit de 10 straturi individuale, cu indici ușor diferite. Figura 4a prezintă o rampă liniară de indice, fiecare componentă fiind echivalentă în grosime optică, care progresează de la indice mare la interfața film-sticlă la indice scăzut la interfața film-aer. Figura 4b arată un acord echitabil cu

100

- Silice topită

Observat

70 í--'—i---·—-i--■—i--»---1—·--

200 4006008001000 1200

lungime de unda (nm)

Figura 3. Spectrele de transmisie optică a aluminei depuse cu plasmă RF continuă de 50 W.

spectrul observat. Permiterea programului să optimizeze grosimile componentelor produce rezultatele prezentate în Fig. 5. Profilul indicelui (Fig. 5a) a devenit neliniar în timp ce potrivirea la spectrul observat sa îmbunătățit (Fig. 5b). Alte profile de index au dus la potriviri mai slabe. Din punct de vedere calitativ, se poate concluziona că o scădere lină a profilului indicelui față de adâncime contribuie la caracteristicile neobișnuite ale spectrului optic produs de depunerea asistată cu plasmă în acest studiu.

4a. Profil index cu rampă liniară utilizat pentru modelarea filmului continuu de alumină depus cu plasmă.

4b. Spectrul optic calculat comparativ cu cel observat utilizând profilul de index cu rampă liniară al filmului de alumină.

Distanța față de interfața de sticlă-film (nm)

— Observat

♦ Indexul Corrp

5a. Refacerea profilului de index după optimizare 5b. Calculat versus observat al spectrului optic calculat al spectrului optic după

peliculă de alumină. optimizarea indicelui

profil.

Datele pragului de deteriorare laser în funcție de grosimea stratului pentru alumină, zirconiu și hafnie sunt date în Fig. 6, 7 și, respectiv, 8. Pentru carcasa de alumină, depunerea la temperatură ridicată (400°C) are ca rezultat cele mai mici praguri de deteriorare a laserului, aproximativ 5 J/cnr2. Pragul scăzut este aproximativ constant, indiferent de grosimea stratului. Scăderea temperaturii și aplicarea metodei CAD mărește pragul de deteriorare pentru filmele mai subțiri la aproximativ 10-12 J/cm-2, dar pragul de deteriorare scade odată cu creșterea grosimii până când se atinge un nivel care aproximează pragul pentru peliculele de temperatură înaltă. Prin curățarea intermitentă a filmului în creștere cu plasmă de oxigen, pragul de deteriorare laser este crescut la 18-20 J cnr2 fără o dependență puternică a pragului de deteriorare de grosimea stratului până la o grosime optică de 1400 nm corespunzătoare unei grosimi fizice de aproximativ 2200Â. Aceste rezultate sugerează că, în timp ce etapa de curățare cu plasmă nu a schimbat niciuna dintre proprietățile optice medii în vrac, cum ar fi indicele de refracție sau împrăștiere, a crescut foarte mult „duritatea optică” a filmului de alumină.

Pragul de deteriorare J cm·'

la 400°C

♦ 250'C CAD

„Plasmă pulsată

Grosimea optică (nm)

Figura 6. Pragul de deteriorare a laserului în funcție de grosimea filmului pentru filmele de alumină.

30

10-

20-

0--

400

600

400°C

Plasmă pulsată CAD 250°C

800 100012001400

Grosimea optică (nm)

7. Pragul de deteriorare a laserului în funcție de grosimea filmului pentru filmele din zirconiu.

8. Pragul de deteriorare laser versus grosimea filmului pentru filmele cu hafnie.

S

B

Datele cu zirconiu prezintă o tendință similară în performanța deteriorării în funcție de condițiile de preparare. Valorile pragului de deteriorare pentru acoperirile cu temperatură înaltă sunt cele mai scăzute la aproximativ 8 J/cm-2. O creștere la aproximativ 12 J/cnr2 poate fi obținută prin utilizarea metodei de depunere CAD. Folosind metoda cu plasmă pulsată, pot fi atinse praguri de deteriorare de aproximativ 18 J/cm~2. Zirconia prezintă o creștere aparentă anormală a pragului de deteriorare a laserului odată cu creșterea grosimii filmului. Nu s-a mai încercat să înțelegem acest fenomen. Din analiza datelor privind deteriorarea laserului, reiese clar că filmele de hafnie sunt cele mai puțin sensibile la condițiile de depunere a tuturor materialelor încercate folosind LTCVD în acest laborator. Cu toate acestea, tendințele generale sunt încă evidente. CVD la temperatură înaltă produce filme cu cel mai scăzut prag de deteriorare al setului, dar cel mai ridicat găsit pentru oricare dintre materiale la 400°C (10 J/cnr2). Pregătirea folosind metoda CAD determină o creștere a deteriorării laserului la aproximativ 18-20 J/cm-2 și utilizarea plasmei pulsate provoacă o îmbunătățire mică sau deloc a daunelor laser.

4. MULȚUMIRI

Aș dori să mulțumesc pentru asistența lui Raymond Gonzales, care a măsurat pragurile de deteriorare a laserului, John Wilder, care a efectuat unele dintre preparatele de alcoxid utilizate în acest studiu și R. Alene Ciasen pentru pregătirea acestui manuscris.

5. REFERINȚE

1. JT Hunt, DR Speck și WE Warren, Raport anual al programului laser 1986, Laboratorul național Lawrence Livermore, UCRL-50021-86, Sect. 6-81.

2. JA Aboaf, J. Electrochem. Soc., 114(9), 945, 1967, "Déposition and Properties of Aluminum Oxide Obtained by Pyrolytic Descomposition of an Aluminium Alcoxide., P. Balk, J. Electron. Mat., 4(4), 635, 1975," Potențialul dielectricilor alternativi pentru aplicații de poartă FET cu film simplu și compozit., H. Prakash, Prog. Crist. Growth Charact., 6, 371, 1983, „Studii pe film subțire de oxizi prin tehnica organometalică-CVD”.

3. M. Balog, M. Schieber, M. Michman și S. Patai, Thin Solid Films, 41(3). 247, 1977, „Chemical Vapor Deposition and Characterization of

HfÛ2 Films from. Organo-Hafnium Compounds., M. Balog, M. Schieber, M. Michman and S. Patai, J. Electrochem. Soc., 126(7), 1203. , 1979, „Caracteristicile creșterii filmelor de oxizi de zirconiu și hafniu (ZrÛ2, HГO2) prin descompunerea termică a complexelor beta-dicetonate de zirconiu și hafniu în prezența și absența oxigenului”.

4. M. Balog, M. Schieber, M. Michman și S. Patai, Thin Solid Films, 47, 109, 1977, „The Chemical Vapor Deposition and Characterization of ZrÛ2 Films from Organometal1ic Compounds., J. Shappir, A. Anís şi I. Pinsky, IEEE Trans. Elee. Dev., ED-33(4), 442, 1986, „Investigation of MOS Capacitors with Thin ZrÛ2 Layers and Various Gate Materials for Advanced DRAM Applications”.

5. Y. Takahashi, H. Suzuki și M. Nasu, J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1, 81, 3117, 1985, „Creșterea rutilă la suprafața filmelor TIO2 depuse prin descompunerea în faza de vapori a titanului de izopropil., Y. Takahashi, K. Tsuda, K. Sugiyama, H. Minoura, D. Makino și M. Tsuiki, J. Chem. Soc., Faraday Trans. 1, 77, 1051, 1981, „Depunerea în vapori chimici a filmului T1O2 utilizând un proces organometalic

și comportamentul său fotoelectrochimic”.

6. Y. Takahashi, T. Kawae și M. Nasu, J. Cryst. Growth, 24, 409, 1986, „Depunerea în vapori chimici a filmului de zirconiu cubic nedopat și dopat cu spinel utilizând un proces organometalic”.

7. HA McLeod, Filtre optice cu film subțire, Elsevier Pubi. Co., pag. 39, 1969.

8. FILM*CALC Optical Thin Film Software, Copyright (c) FTG Software 1988. Toate drepturile rezervate. FTG Software, PO Box 358, 13 Lincoln Ave., Chatham, NJ 07928.

9. KH Guenther, Appi. Optics, 23(20), 3612, 1984, „Aspecte fizice și chimice în aplicarea filmelor subțiri pe elemente optice”.

10. GW Willard, Reacții ale alcoxizilor și amidelor de magneziu, zinc și aluminiu. Ph.D. Teză, Georgia Tech. Inst., 1978.

Evaluarea avansată a cifrei de merit pentru optica laser CO_2 folosind analiza cu elemente finite

Gary L. Herrit și Herman E. Reedy

II-VI Încorporată

375 Saxonburg Blvd, Saxonburg, PA 16056, SUA

ABSTRACT

Lentilele termice ale opticilor utilizate în cavitățile laser CO_2 de mare putere și sistemele de livrare a fasciculului reprezintă o problemă constantă cu care se confruntă proiectantul și utilizatorul

final. Oglinzile laser CO_2, utilizate ca reflectoare totale în cavitatea laserului și optica de întoarcere a fasciculului în sistemul de livrare, joacă un rol cheie în performanța sistemului laser. Siliciul și cuprul sunt cele mai populare două materiale de substrat folosite astăzi pentru oglinzile laser cu CO_2 de mare putere. Cantitatea de lentile termice din aceste oglinzi depinde de cantitatea de absorbție din acoperirea oglinzii și de capacitatea substratului oglinzii de a disipa energia termică absorbită de acoperire. Deoarece acoperirea aplicată pe oglinzile de siliciu și cupru este aceeași, decizia cu privire la ce material de substrat să fie utilizat se poate baza pe caracteristicile mecanice și termice ale materialelor respective. Această lucrare va prezenta date actuale despre absorbtivitățile acoperirii în oglindă, o comparație a proprietăților mecanice și termice ale celor două materiale substrat și, în final, o figură de analiză a meritului bazată pe datele dintr-un program de analiză cu elemente finite.

1. INTRODUCERE

Designerii sistemelor laser cu putere redusă pot alege dintr-o selecție largă de optice, dar pe măsură ce puterile laserului cresc, alegerea corectă a opticii de utilizat în sistem devine o decizie critică. De exemplu, ZnSe, GaAs, Ge și CdTe sunt toate potrivite pentru materialele lentilelor pentru sistemele cu laser CO_2 de 100 wați sau mai puțin. Dar pentru sistemele laser de peste 1000 de wați, numai ZnSe și GaAs vor funcționa cu un minim de distorsiune termică.

Selecția unui material optic pentru utilizarea în sistemele laser de mare putere trebuie să se bazeze pe caracteristicile de absorbție, optice, termice și mecanice ale materialelor candidate. În general, absorbția este cea care limitează capacitatea unui material de a fi utilizat în sistemele laser de mare putere.1'3 Optica cu absorbție mare trebuie să aibă caracteristici termice și mecanice excelente pentru a disipa energia termică absorbită. Pe de altă parte, optica care absoarbe foarte puțin din fasciculul laser incident poate avea caracteristici termice și mecanice mai puțin de dorit, dar totuși funcționează satisfăcător în sistem.

Instrumentele disponibile pentru alegerea opticii pentru sistemele laser de mare putere s-au limitat în trecut la diferite analize ale figurii de merit (FOM)3, dezvoltate inițial la sfârșitul anilor șaizeci și începutul anilor șaptezeci. Aceste prime ecuații FOM au fost destinate analizei materialelor optice transmisive neacoperite, dar au fost modificate în anii care au trecut pentru a gestiona optica acoperită - atât transmisivă, cât și reflectivă.7'9 Forța analizei FOM este capacitatea sa, atunci când este utilizată corespunzător, de a predici care material optic este cel mai potrivit pentru o anumită aplicație. Deoarece analiza FOM nu oferă o imagine completă a modificărilor termice și mecanice ale unei optice utilizate într-un sistem laser, proiectantul trebuie să facă alegerea prin încercare și eroare. Aici constă slăbiciunea analizei FOM.

Analiza cu elemente finite (FEA) este o alternativă la figura analizei de merit. Dacă proprietățile optice și termice ale unui material sunt bine cunoscute, FEA termică poate fi utilizată pentru a modela o optică. Acest tip de analiză produce un profil termic în stare de

echilibru al unei optici expuse unui fascicul laser de mare putere. Rezultatele analizei termice pot fi apoi utilizate într-un FEA mecanic pentru a prezice tensiunile interne și modificările suprafeței datorate expansiunii generate de căldură a opticei. Am folosit o combinație de analiză termică FEA și FOM într-o lucrare anterioară10 pentru a compara ZnSe și GaAs pentru utilizarea ca optică transmisivă în sistemele laser cu CO2 de mare putere. În optica transmisivă, distorsiunea termică se datorează a trei factori: (1) expansiunea opticii, (2) modificarea indusă termic a indicelui de refracție și (3) tensiunile induse termic în substrat care au ca rezultat modificări ale indicelui. Când încălzirea opticei se datorează absorbției unui fascicul laser, toate cele trei efecte sunt neliniare și se vor adapta la lentile termice. Optica total reflectorizanta (de exemplu, oglinzile) este mult

caz mai simplu. Deoarece nicio porțiune a fasciculului laser nu este transmisă prin materialul substratului, distorsiunea termică se datorează numai expansiunii neliniare a opticii.

În această lucrare vom folosi FEA termică și mecanică la starea de echilibru pentru a compara adecvarea cuprului și a siliciului ca materiale substrat pentru oglinzile utilizate în sistemele laser CO de mare putere. Ne-am limitat analiza la oglinzile utilizate la 22,6 p.m., lungimea de undă primară a laserelor cu CO2 de mare putere și la unghiurile normale de incidență. Secțiunea 2 va prezenta principalele caracteristici optice, termice și mecanice ale celor două materiale. Thermal FEA este utilizat în secțiunea 3 pentru a obține profile termice ale opticii utilizate în sistemele cu laser CO2 tipice. În continuare, datele termice sunt utilizate într-un FEA mecanic pentru a determina modificările de suprafață ale modelelor studiate. În Secțiunea 5 vom compara deformarea oglinzilor din Cu și Si la presiuni tipice de montare.

2. CARACTERISTICI MATERIALELOR

Atunci când sunt utilizate ca oglinzi în CO, sistemele laser, materialele de substrat de cupru și siliciu sunt de obicei acoperite cu o peliculă subțire de aur sau argint pentru a le spori reflectivitatea. Reflexivitatea aurului este de aproximativ 98,9% la 10,6 дт și uneori este singurul strat aplicat pe substratul de cupru sau siliciu. În timp ce aurul este un element stabil în atmosfera normală, argintul se va păta când este expus la aer, formând un sulfat de argint. Prin urmare, oglinzile cu acoperiri de argint au întotdeauna un strat proiectiv aplicat deasupra argintului, oferind o reflectivitate combinată de aproximativ 99,1%. Acest strat proiectiv este în general fluorură de toriu. Când o reflectivitate de 99,1% nu este potrivită pentru aplicare, se poate aplica un strat dielectric pe argint sau aur care va crește reflectivitatea la mai mult de 99,5%. Stiva dielectrică este adesea compusă dintr-un strat de fluorură de toriu și seleniură de zinc. Reflectivități mai mari de 99,7% pot fi atinse atunci când stiva dielectrică este mărită la patru sau mai multe straturi. Toate reflectivitățile menționate mai sus se aplică oglinzilor utilizate la 10,6 дт și la unghiuri normale de incidență.

Tehnicile de lustruire a oglinzilor utilizate în laserele cu CO_2 au fost perfecţionate în ultimii 20 de ani, astfel încât pierderile datorate împrăştierii pot fi neglijate. Ca urmare, porțiunea de fascicul laser care nu este reflectată este absorbită în acoperire și contribuie la încălzirea neuniformă a opticii. Deoarece nicio parte a fasciculului laser nu ajunge la substrat, cantitatea de absorbție este independentă de materialul substratului în oglindă. De exemplu, atât oglinzile de cupru, cât și oglinzile de silicon cu acoperiri de argint îmbunătățite au o reflectivitate de aproximativ 99,6% și ambele au absorbtivități de aproximativ

0,4%. Tabelul 1 rezumă valorile medii de absorbție și valorile minime de reflectivitate pentru diferitele acoperiri enumerate mai sus. Valorile de reflectivitate pentru cupru și aur și valorile de absorbție pentru argint acoperit au fost luate din teste de calorimetrie cu laser și reflectivitate de precizie.11

Tabelul 1. Reflectivitatea și absorbtivitatea

Acoperiri tipice în oglindă

Tip de acoperire	Reflectivitate	Absorbție
Cupru neacoperit	98,6%	1,4%
Aur neprotejat	98,9%	1,1%
Argint protejat	99,1%	0,9%
Argint îmbunătățit	99,5%	0,5%
Argint super îmbunătățit	99,7%	0,3%

Deoarece atât optica de cupru, cât și cea de siliciu vor absorbi aceeași cantitate de putere laser, este necesar să se examineze caracteristicile materialului fiecărui substrat pentru a determina care material este cel mai potrivit pentru o anumită aplicație. Tabelul 2 enumeră diferitele proprietăți termice și mecanice ale siliciului și cuprului. În analiza stării de echilibru,

conductibilitatea termică a materialului va determina distribuția finală a temperaturii unei optice. Rețineți că ambele materiale au o conductivitate termică relativ bună, dar cuprul are o conductivitate termică de 2,5 ori mai mare decât siliciul. Pe de altă parte, coeficientul de dilatare liniară al siliciului este de 6,5 ori mai mic decât cuprul. Este coeficientul de dilatare liniar care determină cantitatea de bombare a suprafeței oglinzii și distorsiunea optică rezultată.

Modulul Young și duritatea sunt două caracteristici care afectează capacitatea producătorului de optică de a lustrui materialul. Majoritatea siliciului folosit pentru oglinzile laser este monocristal și este orientat în direcțiile <100> sau <111>. Are structură cubică și, după cum se poate observa din Tabelul 2, Modulul lui Young este puternic dependent de orientare. Siliciul este un material fragil care necesită timpi lungi de lustruire în comparație cu cuprul. Odată ce siliciul este lustruit, este mai puțin probabil să se zgârie sau să se deformeze în condiții normale de manipulare

Tabelul 2. Proprietățile fizice ale Si și Cи

Unități de parametri SimbolSiCu
Căldura specifică J/g/°cC0,7370,386
Conductivitate termică W/cm/°Cк1.563.90
Coeficientul de dilatare liniară 10'6/°Ca2.5616.6
Densitatea de masă g/cm3P2,408,96
Duritate (Mohs) 7.03.0
Raportul lui Poisson fără unitățiV0.280.34
Modulul lui Young, Si <100>a 10? PSIE18.9
Young's Modulus, Si <11 l>a itf5 PSIE27.0
Modulul Young, Cu policristalin (f PSIE 17.1

aValorile modulului Young pentru siliciu s-au bazat pe constantele elastice de la SP Nikanorov, Yu.A. Burenkov și AV Stepanov, Fizica sovietică -Solid State, 13, 2516 (1972). Calculele au urmat metodele din JF Nye, Physical Properties of Crystals, (Oxford University Press, Oxford, 1985), pp. 131 - 149.

proceduri. Spre deosebire de siliciu, cuprul standard de înaltă puritate utilizat pentru oglinzile laser este policristalin. Este un material mai moale decât siliciul și poate fi lustruit prin metode convenționale sau strâns cu diamant. Deoarece este un material relativ moale, Cu poate fi zgâriat și deformat cu ușurință. Raportul lui Poisson și modulul Young determină, de asemenea, cantitatea de presiune de montare permisă înainte ca deformarea suprafeței să afecteze fasciculul laser.

3. FEA TERMICA

Lentilele termice din oglinzi se datorează în primul rând extinderii suprafeței opticei din cauza încărcării termice. Absorbția în stratul de acoperire al oglinzii provoacă încălzire neuniformă în substratul oglinzii. Diferențele de temperatură din substratul oglinzii provoacă o expansiune neuniformă a oglinzii, rezultând o suprafață a oglinzii distorsionată termic. Primul pas în analiza noastră este să modelăm încărcarea termică a oglinzii utilizând FEA termic în stare staționară.

Pentru această lucrare am folosit un pachet software FEA, SUPERS AP, scris și distribuit de Algor Interactive Systems, Inc., Pittsburgh, PA. Versiunea noastră actuală rulează pe un sistem informatic Prime 9955-Mod2. Pentru a analiza un număr mare de modele optice, au fost scrise rutine pentru a semi-automatiza introducerea parametrilor și construirea modelelor optice. Fiecare model a fost apoi analizat de programul SUPERSAP.

Au fost analizate un total de 800 de modele optice. Toate modelele aveau următorii parametri comuni: (1) diametru optic de 1,1 inchi, (2) deschidere clară de 0,905 inchi, (3) răcire cu apă numai de-a lungul suprafeței din spate, (4) temperatură de răcire a apei de 25°C, (5) coeficient de convecție de 1 W/m2/°C, (6) coeficient de emisivitate de 0,9, (7) temperatura ambiantă pentru convecție și emisivitate de 25°C, (8) modul fascicul TEM00 și (9) un diametru al fasciculului de 0,4" la e-2 puncte Variațiile acestui model de bază au fost materialele substratului, absorbția stratului de oglindă, grosimea substratului

oglinzii și puterea laser incidentă.Tabelul 3 prezintă variațiile modelului.

Figura 1 este un exemplu de FEA termică pentru o oglindă din silicon utilizată la 10 KW. Acest nivel de putere este comparabil cu cel găsit în interiorul cavității într-un laser care produce 3 până la 5 KW de putere de ieșire. Figura 2 este un exemplu de oglindă de cupru în aceleași condiții ca și Figura 1. Pe partea stângă a fiecărei figuri este un grafic de contur al temperaturilor la starea de echilibru sub încărcare termică. Partea righi a fiecărei figuri conține ipotezele și parametrii modelului. Rețineți că fiecare model presupune o grosime optică de 0,236" (aproximativ 6 mm) și o absorbție a acoperirii de 0,5%.

Tabelul 3. Variațiile parametrilor utilizate în modelele TFEA

Parametrul Nr. de ValoriVariații
Substrat Materiale Grosimi Putere Niveluri de acoperire Absorbtivități
Si, Cu2 3,4,5,6 mm4 1 KW până la 10 KW, în trepte de 1 KW 10 0,1% până la 1,0%, în trepte de 0,1%10

Numărul total de analize 800

Așa cum indică figurile 1 și 2, oglinzile Si se încălzesc de aproximativ 2,6 ori mai mult decât oglinzile Cu în condiții de încărcare identice. Acest lucru este de așteptat, deoarece conductivitatea termică a Cu este cea a Si. Analiza datelor de la modelele 800 FEA indică că această tendință va rămâne constantă sub diferite niveluri de putere laser, grosimi de oglindă și absorbtivități de acoperire.

Cea mai interesantă informație care a fost obținută din aceste analize a fost variația creșterii temperaturii de vârf cu grosimea oglinzii și absorbtivitatea. Figura 3 este un grafic al creșterii temperaturii de vârf față de absorbția oglinzii pentru oglinzile de Cu și Si utilizate la o putere laser incidentă de 10 KW. Graficul conține o familie de curbe pentru Si și Cu de diferite grosimi. Pentru a obține date pentru absorbtivități de 1,4% (care este tipic cuprului neacoperit), au fost analizate 16 modele suplimentare. Rețineți că oglinzile de Cu s-au încălzit întotdeauna mai puțin decât oglinzile de Si de grosime și absorbție comparabile. De asemenea, rețineți că creșterea temperaturii de vârf a oglinzilor mai groase este mai mare decât a oglinzilor mai subțiri. Această dependență de grosimea optică se datorează schemei de răcire a suprafeței din spate utilizată în modelul de bază. Când este utilizată răcirea suprafeței din spate, creșterea grosimii opticei crește distanța mediului de răcire față de sursa de generare a căldurii (adică, acoperirea oglinzii). Cu alte cuvinte, creșterea grosimii crește rezistența termică efectivă a oglinzii. Dacă ar fi să luăm în considerare doar încărcarea termică, oglinzile de cupru ar părea să funcționeze mai bine decât oglinzile de silicon.

Fig. 1. Exemplu de FEA termică a unei oglinzi tipice din Si utilizată într-un sistem laser CO_2 de 10 KW.

Parametrii modelului conturului

Material optic: Cu   Beam Mod: TEMOO

Diametru optic: 1,1" Grosime optică: 6 mm

Diafragma clară: 0,905*   Temperatura de fixare: 25 'C

Partea 1, reflectivitateX: 99,5 X   Partea 1, AbsorbțieX: 0,5 X

Coeficient de convecție: 1 W/m“2/'C   Temperatura de convecție: 22 'C

Coeficient de emisivitate: 0,05 Temperatura de emisivitate: 22 'C

Putere laser: 10 KW   Diametrul fasciculului: 0,4'

la l/e*2 puncte.

Temperatura minima: 25,0 'C   Temperatura maxima: 32,2 'C

<— Răcirea cu apă de-a lungul suprafeței din spate a oglinzii la 25 °C

Fig. 2. Exemplu de FEA termică a unei oglinzi tipice din Cu utilizată într-un sistem laser CO_2 de 10 KW.

Fig. 3. Creșterea de vârf a temperaturii în funcție de absorbția acoperirii pentru oglinzile de Si și Cu.

4. FEA mecanic

Următorul pas în analiza noastră a fost să folosim datele de temperatură generate de FEA termică pentru a construi un mod mecanic al opticii. Acest model revizuit a fost trecut prin programul FEA mecanic în stare constantă pentru a determina tensiunile interne în substraturi și deplasările modelului (adică dilatații). Figurile 4 și 5 prezintă rezultatele analizei termice și mecanice ale acelorași exemple utilizate pentru figurile 1 și

2. Pentru analizele mecanice, s-a presupus că suprafața din spate a oglinzii era prinsă fizic de montură și, prin urmare, nu era liberă să se miște.

Ca și înainte, partea stângă a fiecărei figuri conține profilul optic distorsionat cu contururile de temperatură generate în timpul analizei termice. Observați umflarea din centrul oglinzii din cauza expansiunii suportului generată de căldură. Bulberea urmează aproximativ forma unui fascicul laser cu un mod TEMθρ. Această bombare este cea care este responsabilă pentru lentila termică a oglinzii. Deplasările calculate în timpul analizei mecanice și utilizate pentru a forma această cifră

au fost mărite cu un factor de 5000 pentru a ilustra distorsiunea suprafeței. De asemenea, rețineți că oglinda Si (Figura 4) a avut cea mai mare creștere a temperaturii și s-a extins mai puțin decât oglinda Cu (Figura 5).

Partea dreaptă a fiecărei figuri listează parametrii modelului. În colțul din dreapta jos al fiecărei figuri se află valoarea „Extindere maximă" și valoarea „Temperatura maximă" pentru fiecare model. Deși creșterea temperaturii de vârf a oglinzilor de Si a fost de 2,6 ori mai mare decât oglinda de Cu, deplasarea de vârf a suprafeței oglinzii de Si a fost de 2,6 ori mai mică decât oglinda de Cu. Din nou, acest lucru era de așteptat, deoarece coeficientul de dilatare liniară al Cu este mai mare decât cel al Si.

Același tip de analiză mecanică a fost repetat pentru modelele termice 816. Figura 6 este un grafic al expansiunii de vârf în microni în raport cu absorbtivitatea pentru unele dintre modelele analizate. Deși am analizat modele cu niveluri de putere incidentă de la 1 KW la 10 KW, Figura 6 utilizează doar datele din modelele de 10 KW. Acest grafic este comparabil cu graficul de creștere a temperaturii de vârf din Figura 3. Graficul arată că substraturile cu oglindă mai groase vor avea o expansiune mai mare decât substraturile mai subțiri; din nou, acest lucru se datorează creșterii mai mari a temperaturii oglinzilor mai groase. De asemenea, arată că Si se extinde întotdeauna mai puțin decât Cu pentru oglinzi în aceleași condiții de funcționare. Când luăm în considerare extinderea opticii, Si pare a fi cel mai bun material de oglindă.

Pentru a înțelege mai bine efectele pe care aceste expansiuni le au asupra unui fascicul laser, putem converti datele de expansiune în franjuri de planeitate a suprafeței echivalent cu o măsurare interferometrică. Cele mai comune interferometre din industria laserului folosesc lasere HeNe, configurate pentru funcționare la 0,6328 μνη. Folosind acest criteriu, putem prezice marginile de suprafață ale unei optici distorsionate folosind următoarea ecuație simplă:

2 dx

F„ = --------- (2)

A

Here, Fn este numărul de franjuri produse de lentila termică, dx este expansiunea de vârf a suprafeței oglinzii și A este lungimea de undă de referință. După cum se arată în Figura 6, expansiunile de vârf ale oglinzilor pot atinge un maxim de aproximativ 1,23 μτη. Folosind ecuația 2, o expansiune a suprafeței de 1,23 μνη este echivalentă cu 3,9 franjuri la 0,6328 дт.

tn

tn

Plot de contur

30 'C
35 'C
40 'C
40 'C
35 'C
30 'C

Parametrii modelului
Material optic: Modul SiBeam: TEMOO
Diametru optic: 1.Γ Grosime optică: 6 mm
Diafragma clară: 0,905 'Temperatura de fixare: 25 'C
Partea 1, ReflectivitateX: 99,5 XPartea 1, AbsorbțieX: 0,5 X
Coeficient de convecție: 1 W/m*2/'Temperatura de convecție: 22 'C
Coeficient de emisivitate: 0,05 Temperatura de emisivitate: 22 'C
Putere laser: 10 KW Diametru fascicul: 0,4* la l/e“2 puncte.
Temperatura minima: 25,0 'CTemperatura maxima: 43,9 'C
Deplasare maximă: 0,17 microni

<— Răcirea cu apă de-a lungul suprafeței din spate a oglinzii la 25 °C

Fig. 4. Exemplu de FEA mecanic al unei oglinzi tipice din Si utilizată într-un sistem laser CO_2 de 10 KW

Plot de contur

Parametrii modelului

Cu

99,5 X

10 KW

1 W/m'2/'C

0,05

25,0 'C

1.1·

0,905

Modul fascicul:

TEMOO

Grosimea optică:

Temperatura de fixare:

Partea 1, absorbțieX:

Temperatura de convecție:

Temperatura de emisivitate:

6 mm

25 'C

0,5 X

22 'C

22 'C

Diametrul fasciculului: la l/e*2 puncte.

0,4

Temperatura maxima: 32,2 'C

Deplasare maximă: 0,44 microni

Fig. 5. Exemplu de FEA mecanic al unei oglinzi tipice din Cu utilizată într-un sistem laser CO_2 de 10 KW

0.0 0.20.40.60.81.01.21.41.6
Iabsorbtivitatea 1
SESES ucc

Fig. 6. Expansiune maximă în funcție de absorbția acoperirii pentru oglinzile de Si și Cu.

5. Considerații de montaj

O altă sursă de deformare a oglinzii este presiunea de montare. În mod ideal, oglinzile din Cu și Si ar trebui să fie montate cu o placă de reținere care distribuie uniform sarcina pe suprafața din spate a oglinzii. Încărcarea mecanică a suprafeței din spate a oglinzii va face ca suprafața frontală să se umfle într-o formă convexă; contribuind astfel la efectul de lentilă. Următoarea formulă poate fi utilizată pentru a obține o valoare aproximativă a cantității de deformare (Δζ) în centrul unei oglinzi susținute de margine atunci când se aplică o presiune uniformă.12

Δζ =

3 Wi2 (m-1) (5m+l)

1 6тг E t3 m2

(2)

Here W este sarcina totală aplicată uniform pe suprafața din spate a oglinzii, r este raza opticei, m este reciproca raportului lui Poisson, E este modulul lui Young și t este grosimea opticei. Rețineți că ecuația 2 produce o valoare negativă a deformarii (Δζ), indicând faptul că deviația are o formă convexă. Putem pune această formulă în termeni mai familiari făcând următoarele înlocuiri:

W = π r2 P

m = \/v

(3)

(4)

unde, P este presiunea aplicată pe suprafața din spate a oglinzii și v este raportul lui Poisson. Folosind ecuațiile 3 și 4, ecuația 2 poate fi rescrisă ca:

Δζ

3 P r4

(1-p) (5+p)

16 t3

(5)

E

Examinând ecuația 5 vedem că mărimile care sunt dependente de material sunt raportul lui Poisson și

Modulul lui Young. Dacă presupunem un diametru al oglinzii de 1,1", o grosime de 0,236", și o presiune tipică de montare de 1 PSI, putem rezolva ecuația 5 pentru oglinzile Cu și Si.

À2Cu = 6,83x10'3 µιη per 1 PSI(6)
ΔZ8ΐ<100> = 6,77x10'3 µηι per 1 PSI(7)
ΔZ8ί<111> = 4,67x10'3 дт per 1 PSI(8)

Este evident din ecuațiile 6 și 7 că Cu și Si orientat <100> au aproximativ aceeași cantitate de deformare la presiuni de montare echivalente. Și, Si orientat <111> arată cea mai mică deflexie dintre cele trei cazuri, deoarece este de aproximativ 1,46 ori mai mic decât Cu sau Si orientat <100>. În toate cazurile, deviațiile cauzate de presiunile de montare pentru o grosime de 0,236" sunt probabil neglijabile pentru presiuni mai mici de 5 PSI. Un alt fapt care este evident din ecuația 5 este că creșterea grosimii optice scade deformația din cauza tensiunii de montare. Cu toate acestea, Datele FEA prezentate în Secțiunile 3 și 4 arată că creșterea grosimii va crește deformarea suprafeței oglinzii din cauza încărcării termice.Trebuie

făcut un compromis de grosime care să minimizeze efectele tensiunilor termice și ale tensiunilor de montare.

6. REZUMAT

În concluzie am prezentat o tehnică de analiză a caracteristicilor termice și mecanice ale opticii în sistemele laser de mare putere. Pe scurt, tehnica folosește metode FEA pentru a modela pe computer optica de interes. Mai întâi am folosit FEA termic pentru a prezice profilul de temperatură în stare de echilibru al unei optici expuse la un fascicul laser de mare putere. Datele de temperatură din FEA termică au fost apoi utilizate pentru a construi un model mecanic al oglinzii studiate. Și în cele din urmă, FEA mecanic a fost folosit pentru a determina schimbarea formei opticei și distorsiunea rezultată a suprafeței oglinzii.

Am aplicat această tehnică la compararea a două materiale obișnuite de substrat cu oglindă laser CO_2, Cu și Si. Fiecare comparație a folosit oglinzi cu dimensiuni echivalente și caracteristici de acoperire optică. Rezultatele analizei termice indică faptul că oglinzile Si vor avea creșteri de temperatură de aproximativ 2,6 ori mai mari decât oglinzile Cu. Cu toate acestea, rezultatele FEA mecanice au demonstrat că expansiunile de vârf ale suprafețelor oglinzilor din Cu vor fi de aproximativ 2,6 ori mai mari decât cele ale oglinzilor din Si. Distorsiunea termică a suprafeței oglinzii este cea care provoacă lentilele termice în optica laser de mare putere.

Tensiunile de montare au fost, de asemenea, examinate într-un efort de a determina dacă joacă un rol semnificativ în deformarea suprafeței oglinzii. Am descoperit că atât Cu, cât și Si orientat <100> vor avea aproximativ aceeași cantitate de deformare în condiții de montare echivalente. Si, orientat în direcția <111>, produce cea mai mică distorsiune de montare. De asemenea, am constatat că, pentru presiuni de montare mai mici de 5 PSI și grosimea oglinzii de 0,236", deflexiunile datorate solicitărilor de montare sunt neglijabile.

Pe baza acestei analize, ne-am aștepta ca oglinzile din Si să aibă o performanță mai bună decât oglinzile Cu din laserele de mare putere. De fapt, din experiența noastră, am constatat că majoritatea producătorilor de lasere CO_2 din gama de 2 până la 5 KW, care sunt preocupați de modul fascicul și stabilitatea puterii, utilizează oglinzi Si cu acoperiri îmbunătățite de argint sau aur. Exemple de aplicații laser care necesită caracteristici stabile ale laserului sunt tăierea și sudarea. După cum arată analiza noastră, oglinzile din Si sunt mai puțin probabil să se distorsioneze la încărcare termică și, deoarece Si este un material mai dur în comparație cu Cu, este mai puțin probabil să se distorsioneze la presiuni normale de montare. Analiza noastră arată, de asemenea, că, cu excepția condițiilor extreme, cum ar fi putere mare a laserului sau niveluri excesive de absorbție, atât Cu cât și Si vor funcționa cu un minim de distorsiune.

7. MULȚUMIRI

Autorii ar dori să mulțumească lui David Scatena și Ray Delgado pentru sfaturile și discuțiile lor cu privire la acest manuscris.

8. REFERINȚE

1. M. Sparks, „Optical distorsion by heated Windows in high-power laser Systems”, J. Appi. Fiz. 42(12), 5029-5046 (1971).

2. PA Young, „Thermal Runaway in Germanium Laser Windows”, Appi. Opta. 10(3), 638-643 (1971)

3. FA Horrigan, „Optical Materials and Structures for High Power Lasers: 1. Analysis”, în Conférence on High Power Infrared Laser Window Materials, CS Sahagian și CA Pitha, ed.s, Air Force Cambridge Research Laboratories, MA (oct. 1971), 45-54.

4. B. Bendow și PD Gianino, „Optical Performance Evaluation of Infrared Transmitting Materials”, Contractul Air Force Nr. AFCRL-72-0565, septembrie 1972.

5. M. Sparks și T. Azzarelli, „Studii teoretice ale materialelor pentru ferestre cu infraroșu de mare putere”, rapoartele 1 și 2, Contractul ARPA nr. DAHC15-72-C-0129, 1972.

6. TF Deutsch, „Materiale pentru ferestre cu laser - o privire de ansamblu”, J. Electron. Mater. 4(4), 663-719 (1975).

7. GH Sherman și GF Frazier, „Optica transmisivă pentru laserele cu CO2 de mare putere: Considerații practice”, Opt. ing. 17(3), 225-231 (1978).

8. CA Klein, „Distorsiunea optică indusă termic în sistemele cu laser de înaltă energie”, Optical Engineering 18(6), 591-601 (1979).

9. G. Sepold, W. J ptner și R. Rothe, Metal Mirrors for Industrial CO2-Laser Materials Processing, The Industrial Laser Annual Handbook - 1988 Edition, D. Beiforte și M. Leviti, ed.s, Pennwell Books, Oklahoma , 100-104 (1988).

10. HE Reedy și GL Herrit, „Comparison of GaAs and ZnSe for high power CO2 laser optics”, pretipărire a lucrării trimise la EUROLASE '88, Hamburg, WG septembrie 1988.

11. Datele de testare interne, așa cum sunt raportate în Fișa de date tehnice II-VI, „Reflection and Material Properties for Metal Mirrors and Total Reflectors Used at 10.6 Micron”, publicată în februarie 1985.

12. RJ Roark, Formulas for Stress and Străin, Ist ed. (McGraw-Hill, New York, 1938), pg. 170.

UN STUDIU PARAMETRIC AL TRANSFERULUI DE CĂLDURĂ CU CONVECȚIE FORȚATĂ PENTRU RĂCIREA OGLINZILOR DE DENSIȚIE DE PUTERE MARE

de

WW Yuen și RV Fleishman

Departamentul de inginerie mecanică și de mediu Universitatea din California din Santa Barbara Santa Barbara, California 93106

ABSTRACT

Prin introducerea mecanică a unui singur strat de plasă de plasă de sârmă între două suprafețe, un mecanism simplu de îmbunătățire a transferului de căldură a fost demonstrat recent (Fleishman și Yuen, 1988) a fi eficient pentru aplicații generale cu flux de căldură ridicat. Coeficienții medii de transfer de căldură de până la 9,5 Wlcm2K au fost măsurați pentru o suprafață plană netedă răcită cu apă. Bazat pe o matematică de ordinul întâi! model, factorul de îmbunătățire s-a dovedit a fi o funcție de diametrul firului de plasă, conductibilitatea termică, pasul ecranului, coeficientul de transfer termic la suprafață și rezistența de contact termic nedimensional.

În această lucrare, sunt generate date suplimentare pentru a înțelege în continuare cantitativ caracteristicile de performanță ale mecanismului de transfer de căldură îmbunătățit cu plasă. Mai exact, coeficienții medii de transfer de căldură variază între 0,7 și 6,2 W/cm2K pentru trei materiale diferite de ecran (alama, oțel inoxidabil și cupru) într-un corp de 26 cm2 răcit cu apă din oraș sub presiunea conductei. Ratele de încălzire variază de la 200 la 350 kW/m2 și debitele de la 0,004 la 0,086 kg/s. Efectul ecranului macroscopic sunt investigați parametri precum conductivitatea termică, modelul de țesut al firului și „planeitatea" ecranului.

Matematica! modelul este dezvoltat în continuare pentru a predica parametric condițiile optimizate pentru transferul maxim de căldură. Se evaluează aplicabilitatea actualului mecanism de transfer de căldură îmbunătățit cu plasă pentru răcirea oglinzilor cu densitate mare de putere.

1. INTRODUCERE

Necesitatea dispozitivelor de transfer de căldură cu flux ridicat de căldură pentru răcirea oglinzii laser este bine documentată (Apollonov și colab. 1978, 1979, Karitonov și colab. 1983, Parker și colab. 1980, Petukhov 1986). Problema majoră de proiectare pentru oglinzile laser este de a minimiza distorsiunile de suprafață induse termic, astfel încât fasciculul să nu defocizeze sau să se distorsioneze. Distorsiunile ansamblului oglinzii trebuie să fie menținute în limita a milioane de centimetri. Deoarece densitatea tipică a fluxului de căldură disipată poate fi de la 2 până la 9 kW/cm2 (Apollonov et. al. 1979), dezvoltarea unui design de oglindă răcit adecvat este o sarcină destul de formidabilă.

Într-o lucrare anterioară (Fleishman și Yuen, 1988), a fost dezvoltat un design simplu și eficient pentru a asigura răcirea activă a unei suprafețe fiat cu o viteză mare de încălzire. Designul utilizează un ecran de sârmă (plasă) pentru a forma un canal cu spațiu îngust (mai puțin de 1 mm în lățime a spațiului) între două plăci (una încălzită,

alta nu). Folosind apa din oraș ca agent de răcire, au fost măsurați coeficienți medii de transfer de căldură de până la 9,5 Wlcm2K cu rate de încălzire incidente cuprinse între 150 și 595 kWIm2. Chiar dacă ratele de încălzire pentru aceste experimente nu pot fi extinse la acele valori de obicei așteptate pentru răcirea oglinzilor cu laser (datorită utilizării pistoleților cu propan ca sursă de încălzire), designul actual este atractiv deoarece coeficientul de transfer de căldură măsurat este comparabil cu cele obtinut prin alte tehnici iar designul este simplu din punct de vedere mecanic. Multe dintre sistemele actuale propuse (Bergles 1969, Megerlin et. al. 1974, Tuckerman și Pease, 1981), de exemplu, necesită o fabricație complicată, inclusiv gravarea anizotropică, sinterizarea metalelor poroase și alte tehnici de îmbinare a metalelor, cum ar fi lipirea și argintul. lipirea. De asemenea, trebuie subliniat faptul că, întrucât obiectivul lucrării anterioare a fost de a demonstra fezabilitatea tehnicii, configurația experimentală nu a fost optimizată pentru a genera cea mai eficientă performanță de transfer de căldură.

Obiectivul prezentei lucrări este de a continua studiul anterior cu accent pe înțelegerea efectului variațiilor parametrilor sistemului asupra performanței transferului de căldură. Experimentul parametric este efectuat cu același dispozitiv coaxial cu flux radial spre exterior ca în studiul anterior (Fleishman și Yuen, 1988), acoperind o gamă de debite și trei

materiale de ecran cu o conductivitate termică foarte diferită, dar toate cu aceeași țesătură nominală, ochiuri de 50 și fire de 0,23 mm. Atât conductivitatea termică a ecranului, cât și modelul său de țesut au un efect important asupra performanței transferului de căldură. Teoretic, rezistența de contact la punctele de contact dintre ecran și cele două suprafețe se dovedește a fi un parametru important care afectează îmbunătățirea transferului de căldură. Designul actual, împreună cu o reducere a rezistenței de contact (să zicem, prin lipirea ecranului pe suprafețele de transfer de căldură), se preconizează că va avea capacitatea de a elimina densitatea așteptată a fluxului de căldură disipată de 2 până la 9 kW/cm2 necesară pentru răcire. a oglinzilor laser.

2. APARATUL ȘI PROCEDURA EXPERIMENTALĂ

Figura la prezintă o schemă a aparatului de testare. Testul urmează aceeași procedură ca și studiile anterioare (Fleishman și Yuen, 1988). Dispozitivul de transfer de căldură este prezentat mai detaliat în Figura Ib. Apa de intrare curge axial în zona ecranului, radial spre exterior prin ecranul din spatele discului încălzit, apoi axial înapoi în jurul periferiei către un canal colector. Un inel „O” este circumferința.

Ecranele utilizate sunt din cupru, alamă și oțel inoxidabil 304 de calitate comercială, cu ochiuri de 50 (sârme pe inch). Diametrul firului este de 0,23 mm (9 mils). Din motive aparente de fabricație, plasa de ecran disponibilă comercial utilizată în experimentul de față are două modele distincte de țesut. Ambele sunt o matrice pătrată în

vedere plană, cu fiecare fir încrucișându-se alterându-se peste și sub un alt fir într-o direcție perpendiculară. Diferența principală dintre cele două modele este că în primul tip (tip I), firele în ambele direcții (urzeală și închidere) au aceleași îndoituri. Ecranul este simetric în fiecare orientare, iar grosimea totală a ochiurilor este, astfel, de aproximativ două ori diametrul firului. Al doilea tip de ecran (tip II) are firele într-o singură direcție aproape drepte, în timp ce firele Crossing se îndoaie peste și în jos pentru a face grosimea totală de aproape trei ori diametrul firului. Pentru a investiga efectul grosimii ochiului și al modelului său de țesut asupra transferului de căldură, ecranele de alamă și cupru utilizate pentru test (care au un model de țesut de tip II) sunt recoapte și calendarizate la grosimea nominală a primului tip. Calendararea este un proces în care, de obicei, materialele fiate sunt trecute între două role către oricare

modificați textura suprafeței sau grosimea foilor. În aceste scopuri de testare, o presă cu arbore este utilizată în locul unei perechi de role. Inspecția microscopică a ecranelor după proces confirmă că firele drepte anterior au fost deformate pentru a permite reducerea grosimii.

Figura lb: Dispozitiv de testare

Pentru a demonstra efectul grosimii ochiului și al conductivității termice, testul primar este efectuat cu un ecran fără pete nemodificat, care avea inițial o grosime egală cu două diametre de sârmă și cele două ecrane calendarizate din cupru și alamă. Efectul calendarării este ilustrat prin compararea curselor generate de ecranele calendarizate cu ecranele de cupru și alamă necalendarizate.

3. MODEL MATEMATIC DE SISTEM

Modelul matematic dezvoltat anterior al sistemului de îmbunătățire a ecranului (Fleishman și Yuen, 1988) este aplicabil pentru ecranul de tip I și nu va fi repetat aici. Același model cvasi-unidimensional poate fi adoptat pentru a genera predicție de performanță pentru ecranul de tip II.

Celulele unitare pentru cele două tipuri de ecran utilizate în analiză sunt prezentate în Figura 2. Pentru o unitate celi a unui ecran de tip II, expresia pentru distribuția temperaturii de-a lungul firului în contact cu peretele superior și inferior este echivalentă cu cea a un ecran de tip I. A fost derivat în lucrarea anterioară ca

Q GQsinh(m(Lx)) + ÜL sinh(mx)

9 =----------sình(rnL)-------- (1)

unde θ și m sunt temperatura adimensională și parametrul aripioarei dat de

θ=TΓ^- (,a)

și

p—Pd/2

TIP I

Pasul afișat = 2

2

TIP II

Pasul afișat = 2

Figura 2: Celule unitare pentru cele două tipuri de ecran

m = (^j)1/2

db)

cu kw fiind conductivitatea firului, d diametrul firului și A* coeficientul de transfer de căldură între fir și fluidul care curge, θo și sunt temperatura adimensională a celor două capete care va fi determinată de bilanțul energetic. Coordonata x este măsurată de-a lungul firului din punctul de contact cu peretele inferior. Lungimea firului, L, este aproximativă presupunând că firul formează o curbă sinusoidală cu o amplitudine de d și o lungime de undă de 2 dP. Bazat pe o curbă care se potrivește cu numerica! soluție a integraisului rezultat, se aproximează prin

L = dP (1,96 -0,25P)

(3)

Expresia de mai sus pentru L este exactă în intervalul 1,9 < P < 2,9. Rețineți că expresia de mai sus este ușor diferită de cea pentru un ecran de tip I din cauza modelului de țesut diferit. Gradienții de temperatură la fiecare capăt sunt

fd§\ _ cosh(mL) +m

(W}o----------sinh(mL)--------

(4)

și

- θo m + 9l m cosh (mL) sinh (mL)

(5)

Pentru firul drept, distribuția temperaturii poate fi determinată printr-o analiză similară a aripioarelor. Condițiile la limită sunt

$\theta = \theta^*,o$ la $y = 0$

(6a)

și

(6b)

cu Ls=Pd. Coordonata y este măsurată de-a lungul firului drept și ecuația (6b) este o consecință a simetriei unității celi presupuse. Rezolvarea ecuației cu fină dă următoarea distribuție a temperaturii de-a lungul firului drept

Pierderea de căldură în firul drept este dată de

$\theta = \theta^*,o$

cosh(m(Ls - y)) cosh(mLs)

(7)

(•“^—)o — — θ*,o tanh(/n£,)

(8)

O analiză cvasi-unidimensională a transferului de căldură de-a lungul punctelor de contact este acum utilizată pentru a determina θo, 0¿, θχ,o și îmbunătățirea transferului de căldură rezultată La contactul dintre firul curbat și peretele de fund fierbinte, se obține un bilanț energetic.

l-θo _ t л/dQy , θo-θ«,o -к----= -kw A. (-τζ-)o + —я---

ал   лсс

(9)

randamente

cu A -

pentru un celi de tip II. Deoarece exteriorul peretelui superior este considerat a fi izolat, un echilibru termic la peretele superior

θζ. - 02 _ h A —я   ПрАр θ2

(10)

unde hp și Ap sunt coeficientul de transfer de căldură la peretele superior și aria peretelui superior al unității celi. Rcc și Rcw sunt rezistența termică efectivă între cele două centre de sârmă și cea dintre centrul sârmei și respectiv perete. Expresii aproximative pentru Rcc și Rcw au fost derivate în lucrarea anterioară (Fleishman și Yuen, 1988). Sunt

Rcc=Rcw-R-

2<r <

(И)

unde r este un parametru empiric reprezentând fizic gradul de contact dintre fir și suprafață.

Sunt necesare două ecuații suplimentare pentru a determina θo- În primul rând, un bilanț energetic la capătul firului drept dă randament

θo-θ*,o

(12)

În al doilea rând, un bilanț energetic la capătul superior al firului curbat poate fi scris ca

(13)

Ecuațiile (9), (10), (11), (12) și (13) pot fi combinate cu ușurință pentru a rezulta

o ____________sinh(mL)___________

0 b cosh (mL) + G sin h (mL)-F2

(14)

Unde

b cosh (mL) + sinh (mL) (2 p)/(1 + 2 p)

(15)

și

r _ 1+2b tanh(mLf)

1 + b tanh(mLt)

(16)

Parametrii adimensionali p și b sunt dați de

'P1 m

(17)

b =

^-(aBi)i/2,

(18)

cu

a = hw eu hp

(19)

iar Bi este numărul Biot definit ca

Bi = hpd /kw

(20)

Cu θo cunoscut, o ecuație scrisă pentru fluxul de căldură din placa încălzită dă cu ușurință expresia dorită pentru eficiența transferului de căldură al Sistemului. Bilanțul termic este

Ap — hpAp

1-θo ~R~

(21)

Un factor de îmbunătățire a transferului de căldură poate fi astfel scris ca

1-θo

(22)

Rețineți că, cu excepția unei expresii diferite pentru 0O și a unui factor de 2, ecuația (22) este similară cu expresia corespunzătoare generată pentru un ecran de tip I (Fleishman și Yuen, 1988).

Din punct de vedere fizic, cele mai importante variabile de ordinul întâi sunt numărul Biot și parametrul rezistenței de contact r, care guvernează influența numărului Biot. Pentru a ilustra efectul acestor parametri, în figurile 3a și 3b sunt prezentate rezultate numerice care acoperă intervalul util de Bi cu r = 25,50 și 100 atât pentru ecranele de tip I, cât și de tip II. Dimensiunea ecranului și pasurile ecranului

utilizate în calcul sunt identice cu cele ale experimentului. Din punct de vedere cantitativ, rezultatele din Figura 3a sugerează că sistemul funcționează astfel încât să mărească efectiv zona de transfer de căldură de până la patru ori. Factorul de îmbunătățire scade odată cu creșterea Bi și devine nesemnificativ pe măsură ce Bi depășește 0,1. Trebuie remarcat faptul că modelul își pierde progresiv validitatea pe măsură ce Bi trece de 0,1 pe măsură ce ipoteza 1-D eșuează. Rezultatele din Figura 3b ilustrează efectul tipului de ecran. Din punct de vedere calitativ, ecranele de tip Π par să se comporte la fel ca ecranele de tip I, dar cu valoarea de două ori mai mare a lui r din cauza punctului de contact fir cu fir adițional. Din punct de vedere fizic, efectul total real al ecranului trebuie să ia în considerare și creșterea simultană a CP datorită influenței ecranului asupra dinamicii fluidelor. Înțelegerea analitică a efectului dinamicii fluidelor este însă destul de dificilă și depășește sfera lucrării de față. O evaluare calitativă a unui astfel de efect bazată pe corelația dintre model și date este prezentată în secțiunea următoare.

Figura 3a: Îmbunătățirea estimată a transferului de căldură pentru plasă groasă 3-d

5

heff/cp

4

3

log Biot

r = 25 (3-d) r = 50 (3-d) r = 25 (2-d) r = 50 (2-d)

Figura 3b: Comparație între performanțele prezise ale rețelei groase 2-d și 3-d

4. REZULTATE ȘI DISCUȚII

Analiza datelor

Comportamentul hidraulic al celor trei site de tip I este prezentat în Figura 4. Așa cum era de așteptat, diferența de proprietăți termice are un efect redus, deoarece cele trei site au un comportament de curgere similar. Este important de reținut că căderile de presiune nu sunt excesive în toate cursele. Chiar și cu un spațiu îngust și prezența ecranului de sârmă, zona goală de-a lungul căii de curgere este încă peste 60%. Creșterea rezistenței și scăderea excesivă a presiunii nu sunt, prin urmare, probleme ale designului actual.

Rezultatele termice pentru ecrane cu aceeași grosime a golului (ecran din oțel inoxidabil tip I, ecrane din cupru și alamă calendarizate tip II) sunt prezentate în Figura 5. Ca și în lucrarea anterioară, rezultatele experimentale sunt prezentate în termeni de coeficient de

transfer termic bazat pe el/f pe suprafața plană și diferența de temperatură medie logaritmică ATm presupunând o latură încălzită izotermă. Efectul conductibilității termice este destul de evident, deoarece ht/f pentru ecranul de cupru este cu 1,5 până la 2 mai mare decât cel pentru ecranul din oțel inoxidabil.

Efectul tipului de ecran este ilustrat de datele prezentate în Figura 6. Rezultatele pentru ecranele din alamă și cupru calendarizate sunt comparate cu datele generate cu ecranele necalendarizate. Trebuie remarcat faptul că aceste date au fost generate prin execuții repetate cu aceleași căderi de presiune pentru cele două tipuri de ecrane. În timp ce debitul pentru ecranele calendarizate este mai mic așa cum ar fi de așteptat, transferul de căldură pentru cele două tipuri de ecrane este aproximativ același. Din punct de vedere fizic, procesul de calendare poate duce la un efect competitiv al transferului de căldură. Pentru un debit de masă dat, ecranul calendarizat este de așteptat să aibă o cădere de presiune mai mare și un contact mai bun cu suprafețele plane. În timp ce rezistența de contact este redusă (ceea ce va duce la creșterea transferului de căldură), coeficientul de transfer de căldură la suprafață, hp, poate crește sau scădea în funcție de viteza curgerii. Pentru o anumită cădere de presiune, ecranul necalendarat are un debit mai mare și, prin urmare, un coeficient de transfer termic la suprafață mai mare. Cu toate acestea, rezistența la contact este mai mare din cauza contactului redus. Relația dintre tipul ecranului și transferul de căldură este doar atinsă aici și ar trebui investigată în continuare atât analitic, cât și experimental.

6

log DP(pa) 5 "

și inoxidabil

• cupru

■ alamă

Q

Oф и

4· I ■ 111
-2,4 -2,2-2,0-1,8-1,6-1,4 logm (kg/s)

Figura 4: Comportamentul hidraulic măsurat al ecranelor de tip I

jurnal h

cupru

alamă

inoxidabil

Figura 5: Performanța termică măsurată a ecranelor de tip I

2.0

jurnal h

1,8-

1.6-

1.4-

1.2-

□ û°

cupru (cal.) alamă (cal.) cupru alamă

-2,2 -2,0 -18

—i—1—i—

-1,6 -1,4

— eu—

-1,2

log m (kg/s)

Figura 6: Efectul tipurilor de ecrane asupra performanței termice

În Figura 7, datele ecranelor cu 2 diametre (ecran din oțel inoxidabil tip I și ecran din alamă și cupru calendarizat) sunt comparate cu predicția modelului. Modelul este mai întâi utilizat indirect pentru a calcula hp prin extrapolarea datelor la un ecran cu conductivitate termică zero. Ecuația rezultată pentru hp este

CP = 0,1061 m0 94 kWlcm2K (23)

cu m în unitate de kg/s. Linia continuă este valoarea prezisă pentru un ecran de tip I cu r = 100. Se poate observa că în medie există un acord foarte bun. Se verifică astfel că modelul are un grad util de validitate. Valoarea relativ mare a lui r utilizată în corelarea datelor sugerează, de asemenea, că rezistența de contact în experimentul de față este destul de mare. Dacă rezistența de contact este redusă (să zicem, prin lipirea ecranului pe suprafețele de transfer de căldură), se pot aștepta în continuare performanțe semnificativ îmbunătățite de transfer de căldură (în special pentru ecranele cu conductivitate ridicată, cum ar fi cuprul) cu configurația actuală.

Rezumat al efectelor parametrice și al lucrărilor viitoare

În rezumat, conductivitatea termică a ecranului, grosimea golului (care este o funcție de grosimea firului și modelul de țesut) și diferitele rezistențe de contact par a fi parametrii cei mai importanți care afectează performanța transferului de căldură. Deoarece rezistențele de contact pot fi reduse și mai mult prin tehnici precum ansambluri lipite sau aplatizate sau îmbinate, posibilitatea de a obține performanțe de transfer de căldură îmbunătățite în continuare (în special cu ecrane cu conductivitate termică ridicată) este destul de mare. Această idee ar trebui luată în considerare în mod activ în cercetările viitoare.

4

Figura 7: Comparație între predicția modelului și performanța termică măsurată

Cu toate acestea, au rămas multe întrebări importante. Unul este cel al curgerii paralele versus curgerii radiale. Cu curgerea radială care este utilizată în experimentele de față, cea mai mare viteză și cea mai mare șansă de apariție a turbulențelor și vórtices au loc la intrarea în secțiunea de transfer de căldură. Acest comportament, totuși, nu este așteptat pentru fluxul paralel. Fără această condiție inițială de curgere, evoluția fluxului și coeficienții corespunzători de transfer de căldură pot fi foarte diferiți. Sunt necesare studii suplimentare înainte ca rezultatele actuale ale transferului de căldură să poată fi aplicate direct la o configurație de curgere paralelă.

O altă preocupare importantă este efectul geometriilor ecranului. S-au observat variații ale pasului, mărimii și orientării fluxului care au un efect dramatic asupra transferului de căldură. Ar trebui explorată o înțelegere mai fundamentală a acestor efecte și a modului în care variația lor ar putea fi utilizată pentru a îmbunătăți performanța în diferite sisteme.

Aplicație la răcirea oglinzilor cu laser de înaltă intensitate

Chiar dacă ratele de încălzire măsurate sunt mai mici decât fluxul de căldură disipat tipic de 2 până la 9 kW/cm2 necesar pentru răcirea oglinzii laser, prezentul mecanism de transfer de căldură îmbunătățit cu plasă pare a fi potențial aplicabil pentru astfel de aplicații. Pe baza rezultatelor prezentate în figurile 3a, 3b și 7, de exemplu, este rezonabil de așteptat că o creștere semnificativă a coeficientului de transfer de căldură poate fi încă realizată cu reducerea parametrului rezistenței de contact, r, și ajustarea altor parametri ai ecranului. (geometriile ecranului, pasul, dimensiunea etc.). Din punct de vedere fizic, nu pare să existe o limitare evidentă a fluxului de căldură maxim care poate fi îndepărtat prin proiectarea actuală a transferului de căldură. Dezvoltarea unui design pentru răcirea oglinzilor cu laser de înaltă intensitate este, prin urmare, destul de probabilă cu mecanismul actual de transfer de căldură îmbunătățit cu plasă.

Este important de menționat că mecanismul propus oferă și multe avantaje mecanice pentru aplicarea în răcirea oglinzilor laser. În primul rând, nu există nicio dificultate în fabricarea ansamblului, deoarece nu sunt necesare procese complicate de tuns și sinterizare. O mare parte din fabricație, de exemplu, poate fi realizată probabil de industriile bine consacrate de fabricare a ecranelor. Ansamblul poate fi proiectat și pentru reparații, curățare și/sau modificare ușoare. Deoarece ecranele pot fi distorsionate cu ușurință pentru a urmări chiar și suprafețele curbe complexe, acest concept poate fi aplicat la oglinzile laser răcoritoare de formă și geometrie arbitrară. Variația coeficientului de transfer de căldură de-a lungul oglinzii (care ar putea fi necesar, dacă energia incidentă este foarte localizată și este necesară o temperatură uniformă pe suprafața oglinzii) poate fi obținută prin „proiectarea” ecranelor cu distribuția spațială adecvată a geometriei ecranului și a parametrilor de curgere.

5. CONCLUZIE

Rezultatele sunt raportate comparând transferul de căldură într-o condiție de curgere radială spre exterior între două forme coaxiale, o parte încălzită, pentru trei materiale diferite și două țesături diferite. Un model matematic de prim ordin este dezvoltat pentru a acoperi eficacitatea aripioarelor ambelor tipuri de ecrane și validat pe o gamă de conductivitate termică a ecranului de la cupru la oțel inoxidabil (un interval de la 24 la 1). O corelație aproximativă pentru coeficientul de transfer de căldură pe suprafețele interioare pentru un spațiu planar cu un ecran de conductivitate termică zero se găsește a fi hp = 0,1061 m0 94 kWlcm2K pentru acest dispozitiv. Se obțin factori de îmbunătățire a transferului de căldură până la 1,9. S-a constatat că valorile parametrilor modelului sunt corelate cu aceste date. Ele indică capacitatea acestui sistem de a fi dus la niveluri mult mai ridicate de performanță prin creșterea contactului ecranului cu planurile și prin modificarea geometriei ecranului. Acest concept este evaluat a fi aplicabil intervalului de răcire cerut de oglinzile laser de mare intensitate.

6. MULȚUMIRI

Lucrarea unuia dintre autori (R.VJ7.) este susținută de o bursă pentru absolvenți a Fundației Naționale de Știință. Domnul John Popovich a propus conceptul și a oferit multe comentarii stimulatoare.

7. REFERINȚE

1. Apollonov, VV, și colab., „Posibilitatea utilizării structurilor cu pori deschiși în construcția oglinzilor cu laser răcite”, sovietic

Journal of Quantum Electronics, Vol. 8, nr. 5, mai 1978, p. 672-673.

2. Apollonov, VV et. al., „Perspective pentru utilizarea structurilor poroase pentru componentele optice de putere de răcire”, Sov. J.

Electron cuantic, voi. 9, nr. 12, decembrie 1979.

3. Bergles, AE, „Studiul și evaluarea tehnicilor de creștere a căldurii convettive și a transferului de masă”, Progresul în căldură

şi Mass Transfer, voi. 1,1969, p. 331-424.

4. Bergles, AE, Blumenkrantz și AR, Taborek, J., „Performance Evaluation Criteria for Enhanced Heat Transfer Sur-

feţe”, Heat Transfer 1974, Vol. П pp. 239-243.

5. Fleishman, RV și Yuen, WW, „Mesh Enhanced Forced Convection Heat Transfer for High Heat Flux Applications”,

Proceeding of the National Heat Transfer Conférence din 1988, HTD-96, Vol. 1,1988, p. 653-660.

6. Karitonov, VV, Plakseev, AA, „Limite de încărcare termică în oglinzile laser cu un suport poros răcit”, temperatură ridicată,

Vol. 2, nr. 4,1983, pp. 594-599.

7. Megerlin, FE, Murphy, RW și Bergles, AE, „Augmentation of Heat Transfer in Tubes by Use of Mesh and Brush

Inserts", Journal of Heat Transfer, Vol. 96, Seria C #2, mai 1974, pp. 145-151.

8. Parker, KO și Coombs, MG, „Noi dezvoltări în Compact Plate - Fin Heat Exchangers”, ASME HTD - Vol. 10,

Compact Heat Exchangers, 1980, pp. 171-179.

9. Petukhov, BS, et. al., „Probleme de transfer de căldură în oglinzile răcite ale laserelor industriale”, Temperatură ridicată, mai 1986,

p. 947-955.

10. Suryanarayana, NV, Scofield, T., și Kleiss, RE, „Transferul de căldură la un fluid în flux radial, exterior între două boli coaxiale staționare sau corotante”, ASME Journal ofHeat Transfer, august 1983, vol. 105, p. 519-526.

11. Tuckerman, DB, și Pease, RFW, „High Performance Heat Sinking for VLSI”, IEEE Electron Device Letters, Vol.

EDL-2, nr. 5, mai 1981.

NOMENCLATURĂ

A = jumătate de suprafață de secțiune transversală a firului, nd2/8

Ap = suprafața transversală a unității celi b = parametrul fină definit de ecuația (18) Bi = numărul Biot definit de ecuația (20) d = diametrul firului

D = distanța centru-centru dintre firele din ecran

F 2 - factor definit de ecuația (15) G = parametru definit de ecuația (16) Λ*// = coeficient de transfer de căldură efectiv global definit de ecuația (21) hp = coeficient de transfer de căldură între suprafața superioară/inferioară și fluidul hw = coeficientul de transfer termic între sârmă și fluid κ/ = conductibilitatea termică a fluidului k» = conductibilitatea termică a sârmei

K^k^lkf

L = lungimea aripioarei, așa cum este definită în figura 3

Lt = lungimea firului drept definit în figura 3 m = parametrul aripioarei fără dimensiuni definit de ecuația (Ib) m = debitul masic

p = jumătate de perimetru al firului,

P = pasul ecranului, D Id r = facto* definit prin ecuația (11)

R = rezistența termică efectivă definită de ecuația (11)

R„ = rezistența termică efectivă între perete și sârmă Ree = rezistența termică efectivă între fire Ta = temperatura firului curbat la x = 0 Tj,o = temperatura sârmei drepte la y = 0 T i = temperatura peretelui încălzit inferior Tz = temperatura peretelui superior Tf = temperatura fluidului

Tц = temperatura firului la x = L x = coordonata de-a lungul firului curbat y = coordonata de-a lungul firului drept a = parametru definit de ecuația (19) θ = temperatura adimensională definită de ecuația (la) θo = temperatura adimensională a firului curbat la x = 0 0Jfo = temperatura adimensională a sârmei drepte la y = 0 02 = temperatura adimensională a peretelui superior 0£ = temperatura adimensională a sârmei la x = L 0¿ = temperatura adimensională a sârmei la x = L p = parametru definit de ecuație (17)

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

SESIUNEA 2

Windows

Scaun

Edward G. Kuhl

WJ Schafer Associates, Inc.

COEFICIENȚI DE DISTORSIUNE OPTICĂ A FERESTLOR LASER:

ÎNCĂ O DATĂ

Claude A. Klein

Compania Raytheon, Divizia de Cercetare

Lexington. MA 02173

Abstract

Această lucrare se referă la problema descrierii și evaluării fenomenelor de lentile termice care apar ca urmare a absorbției luminii laser în ferestre solide. Metoda de extindere a funcției de aberație este aplicată pentru derivarea celor doi coeficienți de distorsiune optică X+ și X_ care caracterizează degradarea intensității luminii la focarul gaussian a unui fascicul laser inițial limitat de difracție care trece printr-o fereastră birefringentă de stres slab absorbantă. Într-un mod de operare în impulsuri, conceptul de coeficient de distorsiune optică efectiv xeff, care combină corespunzător coeficienții x+ și x_ în ceea ce privește impactul potențial asupra iradiantelor focale, conduce apoi la definirea unei figuri de merit pentru distorsiune. Teoria și calculele prezentate în această lucrare și în lucrările anterioare oferă instrumente analitice simple pentru prezicerea performanței optice a unui material candidat pentru fereastră într-un mediu specific al unui sistem.

1. Introducere

Distorsiunea frontului de undă cauzată de „lentila termică” a componentelor optice poate avea un impact major asupra funcționării sistemelor laser de mare putere. Windows, în special, poate distorsiona fasciculul incident într-un mod complex, deoarece schimbările de fază induse termic reflectă modificări ale lungimii căii optice. care rezultă din variațiile dependente de poziție ale grosimii ferestrei, precum și din variațiile dependente de poziție și polarizare ale indicelui de refracție. Această problemă este acum bine înțeleasă în sensul că a fost dezvoltată o teorie adecvată și s-a dovedit a fi susceptibilă de calcule practice pentru relativ configurații simple în ceea ce privește atât caracteristicile materialelor, cât și geometria fasciculului. <6

De fapt, teoria se aplică numai dacă sunt verificate următoarele ipoteze: (a) Fereastra este supusă încărcărilor termice simetrice axial; (b) Proprietățile elastice și foto-elastice sunt izotropie în planul ferestrei; și (c) Tensiunile se supun fie distribuțiilor de tip „plăci subțiri”, fie „tijă lungă”. În aceste condiții și în absența încărcărilor mecanice, ferestrele laser neconstrânse sunt supuse unor solicitări caracterizate prin componente radiale și azimutale simetrice cilindric, σρ și σθ, care se referă la profilul de temperatură într-un mod relativ simplu. În plus, distorsiunea fasciculului poate fi descrisă prin intermediul a două defazări principale, δφρ și δφθ, adică defazajele experimentate de o rază de lumină incidentă normal polarizată fie în direcția radială, fie în direcția azimutală. Aceste schimbări de fază apar din modificarea lungimii căii pe măsură ce porțiunea încălzită a ferestrei se extinde și se umflă spre exterior, din dependența de temperatură a indicelui de refracție și din efectele foto-elastice asociate cu modele de încălzire neuniforme. Având în vedere că σρ și σθ diferă peste tot, cu excepția axelor, rezultă că pentru ferestrele din material birefringent, cele două defazări principale sunt, de asemenea, diferite, ceea ce duce la

introducerea a doi coeficienți de distorsiune optică pentru a descrie procesul de lentilă termică. Scopul meu aici este de a prezenta această abordare într-o manieră mai coerentă în comparație cu tratamentele anterioare, dar suficient de simplu pentru a permite proiectantului de sisteme laser să prezică degradarea indusă de fereastră în intensitatea focală și, astfel, să evalueze „performanța” unui materialul candidat pentru ferestre în contextul unei metodologii de proiectare, așa cum este prezentat în Ref. 7.

Investigații timpurii ale lentilelor termice induse de ferestre

• ··1Ω

au folosit metode precum optica geometrică convențională, teoria difracției vectoriale a lui Kirchhoff11 și formalismul matricei de aberație Jones*.12 Bendow și Gianino,11 în special, au efectuat analize ample, dar din cauza numărului mare de parametri implicați, rezultatele lor sunt dificile. să exploateze pentru a corela caracteristicile cheie ale fasciculului transmis cu caracteristicile specifice ale materialului ferestrei. Din acest motiv, am adoptat procedura de extindere a funcției de aberație pentru a obține coeficienții de distorsiune optică și, astfel, pentru a caracteriza degradarea intensității fasciculului la focarul gaussian a unui fascicul laser inițial limitat de difracție focalizat printr-un mediu slab absorbant. În Sec. 2, voi trece în revistă pe scurt modul în care degradarea poate fi descrisă prin intermediul unei combinații simetrice și anti-simetrice a defazajelor δφρ și δφθ, care apoi dau expresii adecvate („aproximația chi”) pentru obținerea celor doi coeficienți de distorsiune optică care corelați distribuția spațială a temperaturii cu funcțiile de aberație de fază (Sec. 3). În Sec. 4 și pentru a elucida modul în care reducerea iradierii țintei se referă la caracteristicile specifice ale ferestrei laser, precum și ale fasciculului laser, voi lua în considerare amplitudinile fasciculului Gaussian trunchiat și voi

concentra atenția asupra modurilor de funcționare pulsate („aproximarea pe timp scurt "), pentru care creșterea temperaturii locale oglindește depunerea căldurii locale, ignorând astfel efectele de difuzie termică. Voi aborda, de asemenea, problema obținerii unor valori adecvate pentru proprietățile elastice și foto-elastice relevante (Sec. 5), pentru a sublinia că folosind

constantele monocristalului așa cum se face adesea în literatură este în principiu incorectă. În sfârșit, concluziile sunt enunțate în Sec. 6.

2. Degradarea iradierii indusă de fereastră

Presupunem că procesul de lentilă termică dă naștere la distorsiuni ale frontului de undă dependente de radiație, fără a modifica distribuția intensității. În acest caz, raportul Strehl, sau raportul iradiantelor focale cu și fără aberație, este pur și simplu11

■ „1 ____ « 2

|j (1/2)[exp(íδφ) + exp(íδφθ)JÎÏTpTpdp

s ~ ~--------------T6----------2-------------- (1)

eu < p) pdpj

dacă δφρ și δψθ sunt aberațiile de fază experimentate de lumina incidentă normal polarizată de-a lungul direcțiilor radiale și, respectiv, azimutale.* Această expresie oferă o pornire convenabilă .

punct pentru analiza lentilelor termice cauzate de Windows laser de mare putere. Pentru distorsiunile slabe, în special, putem continua prin extinderea celor doi factori de fază multiplicativă la ordinul doi în modul sugerat inițial de Born și Wolf,13 exp(iδϕ) - 1 + íδφ - δφ^/2 , (2)

care cedează

s * 1 - 1 <δφ2 + δφí?> + I <δφ + δφo>2 (3)

ζ ρ θ 4 p θ

dacă simbolul < > se referă la medii ponderate în funcție de ampietate pe toată deschiderea:

„Eu

JY (p) ΊI I (p) pd p

<Y> = -Aj---------- . (4)

-4 I (p) pdp

J o

Cu privire la introducerea combinațiilor simetrice și anti-simetrice ale

*Notațiile sunt specificate în Anexă.

aberații de fază radială și azimutală,

$\delta\varphi = ii\delta\varphi + \delta\psi)$ (5a)

+ zpi

$\delta\varphi = |(\delta\varphi - \delta\varphi\Omega)$, (5b)

— zpi

această procedură conduce apoi la o expresie remarcabil de compactă a raportului Strehl,

$s - 1 - \{var[0\Phi\hat{}] + <\delta\varphi\hat{}>\}$, (6)

ținând cont de faptul că varianța este definită în acord cu $var[Y] = <Y2> - <Y>2$. (7)

Avantajul acestei formulări este destul de evident: Deoarece $\delta\varphi_$ există numai dacă $\delta\varphi\rho$ și $\delta\varphi\theta$ sunt diferite, Eq. (6) specifică impactul biréfringentei cu privire la iradiantele focale în comparație cu toate celelalte surse de distorsiune.

3. Cei doi coeficienți „chi”.

Înainte de apariția încărcărilor termice, fereastra este considerată la o temperatură uniformă și fără birefringență; orice rază de lumină incidentă în mod normal care traversează fereastra fără a experimenta deviații semnificative sau pierderi de intensitate, apoi iese cu fază deplasată cu o cantitate

$\Phi = k(n-1)L$, (8)

unde κ desemnează constanta de propagare, n este indicele de refracție neperturbat, iar L se referă la grosimea ferestrei (lungimea căii). Absorbția puterii laser dă naștere la aberații dependente radial ca urmare a modificării lungimii căii și a modificării indicelui cauzate de gradienții de temperatură induși de fascicul:

$\delta\varphi = k[(n-1)\delta E + E\delta\eta]$. (9)

Variația lungimii căii reflectă mărimea componentei tensorii a străinului în direcția z, adică,

$\delta E = ezL$ '(10)

privind utilizarea notațiilor cu un singur indice, care se referă la

câmpul de temperatură și tensorul tensiunii prin intermediul legii lui Hooke,

$$\varepsilon Z = \alpha \delta T + \sigma\zeta/E - (\nu/E)(\sigma\rho + \sigma\theta) \text{ ,} \quad (11)$$

dacă δT se referă la creșterea locală a temperaturii indusă de fascicul, mediată pe grosimea geamului:

1 rL

δT = 1 ÔT(p,z,t)dz . (12)

д J o

Tensiunile care apar într-o fereastră solidă care nu este constrânsă de forțe externe, are o distribuție de temperatură simetrică axial și este realizată din material izotropic elastic pot fi descrise analitic pentru două situații model simple.

(a) Modelul pian-stress, care se aplică geometriilor „subțire-disc” și randamente

r p1 «i n pP '' Ί

σ = ctE δTρ dp - (1/p) δTρ dp , (13a)

P LJ JJ·

face doJ

σ = αΕΓ [ÔTp'dp' + (1/p2) Γ₽δTp'dp-δτί́ , (13Ь)

θ LJO JoJ

σ = 0 (13c)

Z

pentru tensiunile principale; rețineți că, pentru ca această aproximare să fie validă, efortul axial trebuie să dispară. (b) Modelul plan-deformare, care cedează

$$\sigma\zeta = \sigma\rho + \sigma o \quad (14)$$

cu tensiuni plane ca în ecuațiile. (13a) și (13b) dar pentru factorul αE, care trebuie înlocuit cu aE/(1-v); în principiu, această aproximare „tijă lungă” ar trebui utilizată ori de câte ori grosimea ferestrei depășește raza grinzii și solicitările axiale nu mai pot fi ignorate. În ceea ce privește modificarea indicelui, trebuie să luăm în

considerare nu numai dependența de temperatură, ci și efectul foto-elastic indus de stres:

δη = (Sn)f-emp + (Sn)sț-ress .   (15)

Efectul temperaturii poate fi formulat cu ușurință dacă indicele de refracție variază mai mult sau mai puțin liniar pe intervalul de temperatură de interes; într-o primă aproximare, putem scrie (Sn)temp = Oη/3T)σ=0δT   (16)

și setați (3η/3T)σ=θ egal cu coeficientul termo-optic, dn/dT, măsurat la temperatura de referință. Variațiile indicelui cauzate de solicitările termice implică considerații legate de efectul foto-elastic,^ care arată că

Ί Γ   1

<5n)stres ° ('n Z2) LqlIσρ + 4±<σθ + 'z'j   (17a)

pentru undele plane polarizate de-a lungul direcției radiale și

(δη) = (-n3/2) iq j « σ + q,(a + σ)1(17b)

tensiunea LII θ ih pz J

pentru polarizările azimutale, simbolurile q|| și qj_ referitor la coeficienții stres-optic pentru tensiunile aplicate paralel și perpendicular pe axa de polarizare.

În acest moment, devine o chestiune simplă să stabilim că cele două funcții de aberație δφ+ și δφ_ din Sec. 2 se referă la câmpul de temperatură într-un mod destul de simplu*: δφ+ = kx+LÔT + p-termeni independenți   (18a)

δφ_ = kx_L(ÌT - δT) , (18b)

unde δT reprezintă creșterea medie a temperaturii de la axa ferestrei la poziția radială p, adică,

— o pP ii δT = δTρ dp .

?JO

(19)

Ecuațiile (18a) și (18b) definesc doi coeficienți de distorsiune optică, χ+ și χ_, care caracterizează sensibilitatea mediului la lentile termice și asamblează corespunzător parametrii materialului care controlează procesul de lentilă termică. Într-o geometrie de disc, calculul dă rezultate

x+ = dn/dT + (η - 1)a(1 + v) + (n aE/4)(q||+ qjJ (20a)

7

X_ = (n aE/4)(q |

(20b)

x Rețineți că termenii p-independenți nu contribuie la varianța lui δΦ+, dar nu contribuie la degradarea intensității focale [vezi Ec. (6)].

ceea ce demonstrează că χ+ combină modificarea indicelui indusă de temperatură, contribuția datorată bombarii, plus efectul foto-elastic mediu pentru cele două polarizări; coeficientul x_ există numai dacă mediul este birefringent la stres. Pentru ferestre „groase” avem

3

v _ dn n aE/4/. 0́ x/O1 ч

dT + 1-v ^||+ SQjJ(21a)

3

x.-----–(<î| Γ 4j_) · (21b)

care nu mai include un termen „bulging”, reflectând astfel observația binecunoscută1^ că variația grosimii SL este independentă de p în acea geometrie. În ambele cazuri, distorsiunile independente de birefringență reproducă profilul de temperatură creat de fasciculul incident, în timp ce Contribuțiile dependente de birefringență sunt întotdeauna minime în regiunea centrală a ferestrei, dar pot deveni substanțiale la distanțe radiale mai mari.În ceea ce privește coeficienții elastici și stres-optic, reamintesc cititorului că teoria este valabilă doar pentru materialul izotropic macroscopic sau, în cazul ferestrelor din material cubic foarte orientat, dacă fasciculul se propagă de-a lungul direcției [111], caz în care coeficienții trebuie obținuți din tensorul de complianță și tensorul piezooptic cu ajutorul formulelor date în Sec. 5.

La lungimea de undă a laserului He-Ne, de exemplu, coeficienții de distorsiune optică ai unei ferestre laser „subțiri” din ZnSe, KC1 sau CaF_2 sunt afișați în Fig. 1.

(a) La scară macroscopică, ZnSe policristalin, depus chimic în vapori, prezintă proprietăți izotropice și are un coeficient χ+ mare (χ+ * 1χ10_^K_1) care provine în principal din coeficientul termo-optic și, astfel, asigură independent de polarizare lentile din acest material; există, totuși, o contribuție substanțială la stres-birefringență (vezi Fig. 1), dar nu afectează iradința focală așa cum vom vedea în secțiunea următoare. În acest moment, putem observa că, în legătură cu

puterea disipată, deformarea frontului de undă în ZnSe ar trebui să fie aproape cu un ordin de mărime mai mare decât în KC1, sau chiar cu două ordine de mărime mai mare decât în CaF_2, ceea ce este de acord cu multe dovezi experimentale.'

(b) După cum se arată în Fig. 1, ferestrele KC1 orientate aleatoriu se comportă în esență în același mod ca ferestrele orientate <111>, ceea ce sugerează că lentila termică indusă de KCl nu depinde prea mult de ordinea cristalină sau de orientarea preferată. Contribuțiile la izotropie domină în sensul că „condiția de birefringență mică", $\chi_2/\chi+2 << 1$, pare să fie satisfăcută, dar trebuie subliniat că x+ este de fapt negativ, ceea ce confirmă observația conform căreia ferestrele KC1 se comportă în felul unei lentile negative.17

(c) Pentru CaF_2 orientat aleatoriu, cei doi coeficienți χ sunt foarte mici, dar comparabili în mărime, ceea ce explică de ce depolarizarea poate deveni foarte evidentă cu ferestre policristale CaF_2.17 Cu materialul orientat <111>, totuși, x_ devine practic nesemnificativ (vezi Fig. 1), deoarece direcția critică a lui Jones, Marburger și Steier1® aproape coincide cu direcția [111], ceea ce sugerează că

Ferestrele laser CaF_2 orientate <111>, așa cum au fost dezvoltate recent la Harshaw, nu ar trebui să prezinte nicio birefringență detectabilă și aceasta indiferent de polarizarea fasciculului incident.

4. Aproximarea pe timp scurt

Revenind acum la Eq. (6) și folosind cei doi coeficienți χ, se vede că

$$var[ë\phi+] = (kx+L)2var[\delta T] \quad (22)$$

și

$$<\delta\varphi 2> =¿kx_L)2<(\delta T-\delta T)2> , \quad (23)$$

care specifică clar modul în care distribuția temperaturii afectează intensitatea punctului focal. Pentru scopurile noastre, și deoarece biréfringnța este de așteptat să joace un rol relativ minor (vezi Fig. 1), putem încerca să relaționăm degradarea intensității cu variația creșterii temperaturii; cu alte cuvinte, putem rescrie

expresia raportului Strehl după cum urmează:

$$s = 1 - (kxeffL)2var[\delta T] . \quad (24)$$

Aceasta înseamnă injectarea conceptului de „coeficient de distorsiune optică efectivă",

Xeff =

211/2

(25)

X

care implică un factor G dependent de profilul de temperatură,

__ O

g = <Lșt- ST) > t   (26)

<δτ > - <δτ>^

și indică faptul că biréfringnța acum poate fi luată în considerare prin intermediul factorului [1 + G(χ_/χ+)2]X2; din punctul de vedere al reducerii intensității țintei, raportul χ_2/χ+2 măsoară astfel ponderea relativă a birefringentei în comparație cu toate celelalte surse de distorsiune optică.

În principiu, distribuția temperaturii δT indusă de trecerea unui fascicul laser printr-o fereastră solidă trebuie să fie obținută prin rezolvarea ecuației ionilor de difuzie a căldurii împreună cu condițiile de limită adecvate. Într-un mod de operare în impulsuri, totuși, dacă se presupune că scalele de timp sunt astfel încât conducția termică plană, precum și efectele de răcire a suprafeței pot fi ignorate, creșterea locală a temperaturii este δτ = ГъЭТ(p,ț')dt'

J o   la

unde ЭТ/at se referă liniar la puterea per de la fereastră:

3T(p,t) = gappT(p' la '

P

Nu, se înțelege că £app se referă la un coeficient" definit în același mod ca și δT

20 înseamnă*u

₽app = 3v + 20s/L   (29)

pur si simplu dat de

(27)

unitate de suprafață absorbită

(28)

„absorbția aparentă în ecuația (12), care

dacă βν este coeficientul de absorbție în vrac și 3g caracterizează absorbția de suprafață localizată.

În scopul exercitării acestui model, considerăm acum cazul unui fascicul incident care posedă un profil de densitate de putere gaussian:

I(p,t) = Io(t)exp(-2Wp2) , (30)

Io(t) reprezentând intensitatea pe axă la deschiderea ferestrei și W referitor la parametrul de trunchiere*

w =   .(31)

ω

În aproximarea pe timp scurt (STA) sau regimul ionic predifuz, temperaturile ferestrei locale reflectă intensitățile fasciculului local, iar ST poate fi exprimat simplu ca un produs al a două funcții cu o singură variabilă,

ST = f(p)g(t).

Funcția f(p) are forma fasciculului incident, f(p) = exp(-2Wp2) ,

în timp ce g(t) este proporțional cu fluența fasciculului pe axă:

9(t) = (₽app/Cp)Vo(t')dt' ·

(32)

(33)

(34)

Pe această bază, se vede imediat că factorul de formă G definit în Ec. (26) devine doar o funcție de trunchiere,

G(W) = <f(P>   --((35)

<fz(p)>- <f(p)>¿

care este compatibil cu faptul că f(p) reprezintă afișat în Fig. 2; destul de slab cu G(W)

evaluare analitică/numerică, ținând cont de o medie ca în Ec. (19). Rezultatele sunt că observăm că dependența de forma fasciculului este aproape de 0,75 pentru tipul de trunchiere.

*Deoarece puterea trecută prin deschidere este P =Po[1-exp(-2W)], termenul exp(-2W) măsoară trunchierea în procente; trunchierea optimă din punct de vedere al iradiantelor focale la un nivel fix de putere al fasciculului Po corespunde unui parametru de trunchiere W de 1,26.

în mod normal anticipateci (W^1). Prin urmare, și în contextul

Modelul STA, considerăm așa

xeff

[i + 0,75 (X_/X+) 2] 1 /2

(36)

este o bună aproximare, care validează conceptul de „chi efectiv”.

În această lumină, putem reconsidera problema evaluării reducerii intensității focale și, în același timp, putem deriva un criteriu pentru caracterizarea performanței optice a materialelor ferestre candidate. În acest scop, scriem [vezi Ec. (32)]: var[ST] = [g(t)]2var[f(p)] (37)

și evaluați varianța lui f(p) pentru formele gaussiene definite ca în

Ec. (33):

varíf(p)]

1-exp(-5W) 5[1-exp(-W)]

1-exp(-3W) J2

.3 [1 -exp(-W)]/

o

= F (W). (38)

Dacă intensitatea fasciculului rămâne constantă pe tot parcursul conduce imediat la o expresie explicită pentru degradarea intensității focale,

s

kF(W)3 Lx

aplicație eff

cel

cel

expunere, această fereastră indusă

(39)

care este aplicabilă distorsiunilor relativ slabe sau distorsiunilor care sunt acceptabile în sensul lui Maréchal. Să presupunem acum că coeficientul de absorbție aparent este în esență egal cu coeficientul de absorbție în vrac, adică să presupunem că acoperirile sunt „suficient de bune” pentru a satisface relatia 2ββ << |3VL. În acest

caz, „timpul de lentilă”, sau timpul necesar pentru ca lentila termică să degradeze substanțial (s = 0,8) performanța unei ferestre inițial limitate de difracție, este dat de produsul dintre un termen legat de fascicul și un termen legat de fereastră. termen,

Kd (F0M)d

üd ” kl x L '   (40)

O

unde Kj reprezintă un factor de profil al fasciculului pentru distorsiune,

Kd = ^°-2/F<w) t

(41)

și (FOM)¿ este cifra de merit pentru denaturare,

(FOM)d = Cp/(evXef£) ,   (42)

care regrupează toate caracteristicile materialului ferestrei care afectează lentila termică. Deoarece funcția F(W) arată puțină dependență de trunchiere pentru W 1, dar scade rapid la zero pentru trunchiuri mari, lentilele se desfășoară mai lent pentru fascicule mai largi, intensități mai mici, lungimi de undă mai mari și geamuri mai groase și cu materialele ferestrelor având o figură bună. de merit în ceea ce privește capacitatea termică (Cp), absorbția luminii (βγ) și sensibilitatea la distorsiuni (Xeff)·

5. Proprietăți elastice și fotoelastice

În monocristalele cubice, multe proprietăți fizice sunt anizotropie; Ecuaţiile de direcţionalitate, prin urmare, trebuie folosite pentru a descrie dependenţa orlentaţională. Luați, de exemplu, planul (001) din KC1; Modulul de elasticitate variază în funcție de direcție, în modul prezentat în Fig. 3 și prezintă protuberanțe de-a lungul axelor cristalografice. De fapt, dintre toate configurațiile cristal-lografice standard, elastice și foto-elastice

E(111) și

[111] V(1 1 1)

pentru modulul lui Young și raportul de relevanță al lui Poisson aici. Aceste două expresii se reduc la formulele utilizate în mod obișnuit (E = 1/sη η și v = -s^/sn^ doar dacă condiția de izotropie este valabilă pentru complianțe elastice. În ceea ce privește proprietățile elasto-optice, abordarea lui Turley și Sine^1 poate poate fi ușor extins4 pentru a obține expresii adecvate pentru cei doi coeficienți optici de stres care intră în ecuațiile noastre pentru distorsiunea optică [Ecuațiile (20) și (21)]:

Q| i = (1/2)(qn+ q12+ q44) (45a)

numai planul (111) are proprietăți de izotropie. Mai exact, avem

s11+ s12 + ^/2)s44

2 S11 +   ~ (1/2)s44

' 3*sn + s-, + (1/2)s,,   (4

q_|_ = (1/6)(qn+ 5q12- q44) .   (45b)

Here, q¡j-urile sunt constantele piezo-optice obținute din măsurători foto-elastice efectuate pe monocristale și enumerate în manuale; ca și în cazul proprietăților elastice, nu există nicio dependență unghiulară în planul (111).

Revenind acum la solidele izotropice macroscopic, știm că sunt valabile următoarele^:

* / * *. s44 = 2 S11_ s2(46)
și   ** * q44q11q12(47)

dacă sij și qij sunt complianțele elastice și constantele piezo-optice măsurate pentru agregatele policristaline sau

pentru   ionii compusi amorfi.   Prin urmare, proprietățile elastice ale
îngrijorarea într-o   situație termică sunt pur și simplu
E■ «■;,   (48)
și   V* S12* /s11 ·(49)

În mod similar,. dacă constantele piezo-optice sunt disponibile, ca pentru t   &_1 O _ 1

ZnSe depus chimic în vapori (qii = - 1,44x10 ,zPa , q η 2 - 0,17x10"12Pa"1 la 0,6328 цт22), avem

*

q11 = q1 -ï   (50a)

★

q_L = q1 2 (50b)

care, într-adevăr, este în concordanță cu Eq. (45) având în vedere condiția de izotropie (47) .

Dacă valorile proprietăților macroscopice ale unui agregat izotropic de material cubic nu sunt disponibile, putem proceda după cum urmează. Deoarece modulul vrac este un invariant, știm că relația

K = 1/[3(s11 + 2si2>]   (51)

deține întotdeauna și dă un număr exact pentru agregatul, pe baza conformităților monocristalului. Modulul de forfecare, cu toate acestea,

G = 1 /[2(s^- sț2)]   (52)

nu se referă la constantele monocristalului într-o manieră evidentă, dar se încadrează între limite înguste, așa cum este tabelat în Ref. 23. Pentru că

acești doi module, K și G, caracteristici elastice ale unui solid, atât modulul lui Young

suficient, este și 9KG lui Poisson

G + 3K

pentru a caracteriza complet atunci o chestiune simplă pentru a obține raportul agregatului:

(53)

E

(55a)

(55b)

Pentru o discuție despre proprietățile foto-elastice ale unor astfel de agregate, trimit cititorul la Ref. 5. Pornind de la ecuațiile Flannery-Marburger^4 pentru coeficienții optici deformare, se vede că cei doi coeficienți optici de tensiune sunt exprimați cel mai bine după cum urmează:

Чц = q„ + (2j3/5)[q44- (q^- q12>]

gi _ g12 _ (13з/5)[д44~ (g-]q~ *^12^

dacă factorul j3 este cel dat de Hershey,25

5c44(3K + 4G)

j3 = G(9K + 8G) + 6c44(K + 2G)

ținând cont de faptul că rigiditatea elastică C44 este reciproca conformității elastice S44. Din nou, observăm că aceste expresii sunt în concordanță cu Eq. (45) dacă condiția de izotropie este valabilă; de asemenea, s-au dovedit a fi compatibili cu unele dovezi experimentale disponibile.

6. Concluzii

• În forma sa actuală, teoria lentilei termice se aplică numai dacă fereastra este expusă la fascicule laser simetrice axial și are proprietăți de izotropie în planul perpendicular pe axă; această cerință implică geamuri formate fie din cristale cubice orientate <111>, fie din policristale orientate aleatoriu, fie din materiale amorfe cu coeficienți elastici și elasto-optici, așa cum s-a discutat în Sec. 5.

• Într-o configurație cu focalizare fixă, cu distanță focală lungă, degradarea iradierii focale cauzată de lentila termică este cel mai bine descrisă prin intermediul celor două funcții de aberație de fază $\delta\varphi+$ și $\delta\varphi_$ definite în Ec. (5); o evaluare a coeficientului Strehl realizată în Sec. 2 dă apoi o expresie convenabilă [Eq. (6)] pentru evaluarea impactului stres-birefringenței asupra iradierii în câmp îndepărtat.

• Cei doi coeficienți de distorsiune optică introduși în Sec. 3, x+ și X-, raportează distribuția spațială a temperaturii la funcțiile de aberație $\delta\varphi+$ și $\delta\varphi_$; ecuațiile (20) și (21) furnizează apoi expresii explicite pentru obținerea acestor coeficienți din valorile proprietăților materialelor intrinseci și se aplică geometriilor cu disc subțire și cu tije lungi^, respectiv.

• În principiu, raportul Strehl se referă direct la variația creșterii temperaturii prin intermediul unei ecuații precum (24 aceasta înseamnă injectarea conceptului de coeficient de distorsiune optică efectivă [vezi Ec. (25)], care arată că birefringenc dă naștere factorului de corecție [1 + G (χ_/χ+)2]1/2 aП(д, astfel încât raportul X-/X+ măsoară ponderea relativă a stresului-birefringență în comparație cu toate celelalte surse de distorsiune optică .

• În scopul elucidării modului în care reducerea iradierii focale depinde de caracteristicile specifice atât ale ferestrei laser, cât și ale fasciculului laser, este de interes să luăm în considerare cazul gaussienilor trunchiați în contextul unui mod de funcționare pulsat; atunci este o sarcină simplă (vezi Sec. 4) să se obțină expresii analitice simple pentru factorul G, precum și pentru variația ponderată a distribuției temperaturii.

• Această procedură conduce imediat la definirea unei figuri de merit pentru denaturare [Ec. (42)], care regrupează toate caracteristicile legate de materialul ferestrei care afectează lentila termică; pentru distorsiuni slabe, coeficientul efectiv de distorsiune Xeff caracterizează cel mai bine susceptibilitatea ferestrei la lentilă, dar trebuie evaluat cu atenție din cauza anulărilor potențial semnificative dintre cei trei termeni care contribuie la coeficientul X+.

Anexă: Lista simbolurilor

CP D Capacitate de căldură per unitate de volum Diametru fereastră
E   Young
F(W) Factor de formă, raport Strehl
G   Modulul de forfecare
G(W) Factor de formă, coeficient de distorsiune
I(p,t)   Intensitatea fasciculului
io 33 K   Intensitate maximă Factorul lui Hershey Modulul Bulk
Kd κ Factor de profil al fasciculului pentru distorsiune Constanta de propagare (2n/X)
L   Grosimea ferestrei
n   Indicele de refracție
qi i Coeficient de stres-optic, orientare paralelă
41 Qij qfj s   Coeficient de efort-optic, orientare perpendiculară Element tensor piezo-optic, element tensor piezo-optic monocristal, raport Strehl agregat
Sij t   Element tensor de conformitate, un singur cristal Element tensor de conformitate, agregat Timp de expunere
td   Timp de lentilă termică
W   Parametru de trunchiere
z   Poziția axială

a   :

0app :

bn   :

bd   _

SL , :

adică   :

(d)stres: (Sn)temp:

dT

dft

vedea

df+

d f_

ez

l

n

R

sz

p

sr

Phi

X+

X-

Xeff

ω

Coeficientul de expansiune

Coeficientul aparent de absorbție

Coeficient de absorbție în vrac

Absorbția de suprafață

Variația grosimii

Variația indicelui

Variația indicelui indusă de stres

Variația indicelui indusă de temperatură

Creșterea temperaturii indusă de fascicul

Aberație de fază, polarizare azimutală

Aberație de fază, polarizare radială

Funcția de aberație de fază simetrică

Funcție antisimetrică de aberație de fază

Componentă axială străină

Lungimea de undă laser

coeficientul lui Poisson

Distanța radială normalizată

Componenta de stres axial

Componenta stresului azimutal

Componenta de stres radial

Defazare indusă de fereastră

Coeficient de distorsiune optică, simetric

Coeficient de distorsiune optică, anti-simetric Coeficient de distorsiune optică eficient

Raza fasciculului (1/e^)

Referințe

1. H. Bennett, „Thermal Distortion Thresholds for Optical Trains Handling High Puise Powers”, în Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1976 (NBS Special Publication 462, Washington/DC, 1976), pp. 11-24.

2. M. Sparks, „Distorsiunea optică prin ferestre încălzite în sistemele laser de mare putere”, Jurnalul de fizică aplicată, voi. 42 (1971), p. 5029-46.

3. F. Korrigan și T. Deutsch, Research in Optical Materials and Structures for High-Power Lasers (Raportul Raytheon Research Division S-1335, Waltham/MA, 1971).

4. C. Klein, „Concept of an Effective Optical Distorstion Parameter: Application to KC1 Laser Windows”, Infrared Physics, Voi. 17 (1977), p. 343-57.

5. C. Klein, „Stress-Induced Biréfringence, Criticai Window Orientation, and Thermal Lensing Experiments”, în Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1980 (NBS Special Publication 620, Washington/DC, 1981), pp. 117-28 .

6. C. Klein, „Beam-Induced Spherical Aberration in Cooled CW Laser Light Transmitting Components”, în Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1986 (NIST Special Publication 752, Washington/DC, 1988), pp. 96-126.

7. C. Klein, „Metodology for Designing High-Energy Laser Windows”, în Proceedings of the International Conférence on Lasers: 1978 (STS Press, McLean/VA, 1979), pp. 283-95.

8. C. Klein, „Optical Distortion Coefficient of <111>-Oriented CaF_2 Windows at Chemical Laser Wavelengths,” Applied Physics Letters, Voi. 35 (1979), p. 52-4.

9. C. Klein, „Distorsiunea optică indusă termic în sistemele cu laser de înaltă energie”, Optical Engineering, voi. 18 (1979), p. 591-601.

10. J. Jasperse și P. Gianino, „Lentile termice în materialele ferestrelor cu laser cu infraroșu”, Journal of Applied Physics, voi. 43 (1972), p. 1686-93.

11. B. Bendow și P. Gianino, „Optics of Thermal Lensing in Solids”, Applied Optics, voi. 12 (1973), p. 710-8.

12. M. Flannery și J. Marburger, „Teoria difracției de absorbție a ferestrelor”, în Laser Induced Damage in Optical Materials: 1974 (NBS Special Publication 414, Washington/DC, 1974), pp. 31-8.

13. M. Born și E. Wolf, Principies of Optics: Fifth Edition (Pergamon Press, Oxford/UK, 1975).

14. S. Timoshenko și J. Goodier, Theory of Elasticity: Third Edition (McGraw Hill, New York/NY, 1970).

15. B. Boley și J. Weiner, Theory of Thermal Stress (J. Wiley & Sons, New York/NY, 1960).

16. J. Nye, Physical Properties of Crystals (Oxford University Press, Oxford/UK, 1957).

17. E. Bernal și J. Loomis, „Measurements Interferometric of Laser-Heated, Windows”, în Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1976 (NBS Special Publication 462, Washington/DC, 1976), pp. 36-44.

18. R. Joiner, J. Marburger și W. Steier, „Elimination of

Stress-Induced Biréfringence Effects in Single-Crystal High-Power Laser Windows," Applied Physics Letters, Vol. 30 (1977), pp. 485-6.

19. C. King și O. Nestor, „Calcium Fluoride: New Properties for an Old Material”, SPIE Proceedings, Vol. 1047 (1989), care urmează să fie publicat.

20. F. Korrigan, C. Klein, R. Rudko și D. Wilson, „Windows for High-Power Lasers”, Microwaves, voi. 8 Nr. 1 (ian *69), p. 68-76.

21. J. Turley și G. Sines, „The Anisotropy of Young’s Modulus, Shear Modulus, and Poisson’s Ratio in Cubic Materials”, Journal of Physics D, Vol. 4 (1971), pp. 264-71.

22. A. Feldman, D. Horowitz, R. Waxler și M. Dodge, Caracterizarea materialelor optice: Raport final (NBS Technical Note 993, Washington/DC, 1979).

23. G. Simmons și H. Wong, Single-Crystal Elastic Constants and Calculated Agregate Properties (MIT Press, Cambridge/MA, 1971).

24. M. Flannery și J. Marburger, „Teoria coeficienților elasto-optici în materialele policristaline”, Applied Physics Letters, voi. 28 (1976), p. 600-1.

25. A. Hershey, „Elasticitatea unui agregat de izotropie a cristalelor cubice de anisotropie”, Journal of Applied Mechantes, voi. 21 (1954), p. 236-40.

SMOCHIN. 1. O comparație a coeficienților de distorsiune optică pentru CaF2,

KC1 și ZnSe la lungimea de undă a laserului He-Ne; rețineți că acestea sunt magnitudini afișate pe o scară logaritmică.

PARAMETRU W

SMOCHIN. 2. Factorul de formă G al ecuației. (35); parametrul W caracterizează trunchierea fasciculului gaussian [trunchierea este exp(-2W)] așa cum este ilustrat în insert.

SMOCHIN. 3. Modulul Young al monocristalului KC1 în planul (001) și în planul (111); modulul prezintă o îmbunătățire substanțială de-a lungul axelor cristalografice principale.

Fluorura de calciu: noi proprietăți pentru un material oid

C. William King și Ontario H. Nestor

Harshaw Crystals and Electronics

6801 Cochran Road, Solon, Ohio 44139

ABSTRACT

A fost dezvoltat un nou proces pentru producerea de cristale mari, unice, orientate de fluorură de calciu (CaF2), care depășește limitările metodelor actuale de creștere. Acest proces a fost redus la practică și a dat cristale orientate 17,5 x 17,5 x 5 cnr. În prezent, este aproape de finalizare un Sistem de producere a monocristalelor de 35 x 35 x 7,5 cm. O scară de până la un metru pătrat este considerată fezabilă. Acest proces de creștere a cristalelor face posibilă fabricarea ferestrelor CaF2 foarte mari. Adecvarea pentru lasere de foarte mare putere necesită totuși atenție asupra proprietăților dincolo de simpla dimensiune.

De asemenea, a fost dezvoltat un proces pentru a genera sbock de creștere cu puritate mai mare (materia primă). Purificarea suplimentară a stocului de creștere contribuie la o absorbție mai scăzută în vrac, la absența centrelor de culoare și la creșterea durității radiațiilor. De asemenea, au fost identificate câteva impurități specifice care se

corelează cu duritatea radiațiilor. S-a găsit o corelație între centrii de culoare induși de radiația laser și radiațiile ionizante.

Capacitatea noului proces de a produce monocristale orientate permite fabricarea întregului ferestre laser cu direcția <111> paralelă cu direcția de propagare. Se știe că această orientare reduce distorsiunea termo-optică și birefringența indusă de stres.

Alte proprietăți ale cristalului CaF2, cum ar fi rezistența la tracțiune, absorbția și pragurile de deteriorare ale laserului au fost studiate și sunt discutate.

1. INTRODUCERE

Constructorii de lasere au o cerință continuă de a construi lasere de putere mai mare care necesită ferestre cu diametru mai mare. Se recunoaște că o dimensiune mare este necesară, deși nu suficientă, pentru a face din cristalul de fluorură de calciu materialul ales pentru o fereastră cu laser de înaltă energie. Adecvarea pentru lasere cu energie foarte mare necesită abordarea unor probleme precum absorbția, formarea centrului de culoare, duritatea radiațiilor, rezistența la tracțiune, pragul de deteriorare a laserului și altele. Unele dintre aceste probleme sunt legate de impuritățile din cristalul în vrac. Alte probleme sunt legate de tehnicile de fabricație. Toate problemele citate tocmai - puritatea, fabricarea și dimensiunea, împreună cu integritatea cristalografică și orientarea - au fost și sunt abordate într-o investigație sponsorizată de corporații. Acesta este un raport de stare care descrie activitatea și prezintă rezultatele.

2. DEZVOLTARE MAI MARE A DIMENSIUNILOR FERESTEI

În mod tradițional, cristalele de fluorură de calciu au fost cultivate în lingouri în formă de tije și cilindri drepti. Aceste forme au produs multe tone metrice de produse de fluorură de calciu, dar cu două limitări fundamentale: dimensiunea cristalelor simple care pot fi produse și aleatorietatea orientării cristalografice a acestor cristale. A fost dezvoltat un nou proces care depășește aceste limitări: produce cristale mari, unice, orientate secstalografic. Acest proces de cristalizare face posibilă fabricarea de ferestre foarte mari de fluorură de calciu. Cristalele de fluorură de calciu sunt crescute comercial în cuptoare cu vid la aproximativ 1400°C. Cristalul este crescut prin solidificarea lent a unei „topiri” lichide. Procesul de solidificare poate fi realizat prin mai multe metode generale. Cea mai populară presupune scăderea treptată a „topiturii” dintr-o regiune a cuptorului unde temperatura este mai mare decât punctul de topire al cristalului într-o regiune în care temperatura este mai mică decât punctul de topire. Acest lucru este ilustrat în Figura 1. În aceste procese, gradientul termic la interfața de creștere (suprafața solid/lichid) influențează foarte mult calitatea cristalului. În general, cu cât valorile gradientului sunt mai mari, cu atât este mai mare controlul asupra procesului. Distanța tipică a geometriei cilindrice față de centrul interfeței de creștere la încălzitoarele cuptorului crește odată cu diametrul. lingoul de cristal crește. Acest lucru are ca rezultat scăderea valorilor gradientului de interfață și un control mai slab asupra procesului de creștere a cristalului. În

aceste condiții, este mai probabil să apară componente cristalografice aleatorii, granițe cu unghi mare și imperfecțiuni grosolane.

Procesul descris aici se bazează pe conceptul de menținere a încălzitoarelor cuptorului într-o relație mai intimă cu interfața de creștere. Acest lucru este posibil printr-o verticală

Figura 1. Cuptor de creștere a cristalelor Bridgman-Stockbarger.

Figura 2. Cuptor de creștere a cristalelor din plăci verticală.

configurația plăcii a lingoului de cristal în contrast cu geometria cilindrică. Configurația plăcii verticale este ilustrată în Figura 2. Îngustarea unei dimensiuni a lingoului de cristal permite un acces mai bun la interiorul topiturii de către forțele termice externe și, de fapt, face posibile valori mari ale gradientului termic. Controlul asupra procesului de creștere a cristalelor este echivalent cu cel care se poate obține cu cristale mici. Acest lucru se traduce printr-un singur cristal de înaltă calitate. Geometria plăcii este optimă pentru aplicații cu ferestre subțiri. Ar trebui să existe o dependență mică sau deloc de proces de înălțimea sau lățimea lingoului, atâta timp cât dimensiunea îngustă este menținută. Astfel, ferestrele laser cu fluorură de calciu de un metru pătrat ar trebui să fie posibile cu acest proces. Grosimea lingoului este considerată a fi limitată la aproximativ 15 cm pentru randamentul fiabil al lingourilor monocristaline.

Procesul include, de asemenea, un buzunar pentru „semințe” în partea de jos a creuzetului. Cristalele sămânță cu orientarea cristalografică dorită sunt plasate aici înainte de încărcarea creuzetului. Cuptorul poate fi operat pentru a topi materialul de creștere până la sămânță și pentru a începe ciclul normal de creștere. Astfel, lingoul de cristal în vrac menține orientarea cristalografică a cristalului sămânță.

Un cuptor bazat pe conceptele de mai sus și capabil să producă un cristal de 17,5 cm pătrat pe 5 cm grosime a fost pus în funcțiune la Harshaw. Secțiunile de creștere produc cristale unice, orientate de fluorură de calciu, cântărind aproximativ 5 kilograme. Operațiunile continue verifică dacă cuptorul este durabil și că procesul este fiabil, repetabil și produce în mod constant monocristale cu orientarea dorită. Examinarea lingourilor arată stres scăzut, așa cum s-a observat la polarizatoare încrucișate și centre de împrăștiere în vrac neglijabile atunci când sunt iluminate de fascicule Tyndall. Cristalele au trecut în mod obișnuit testul de calitate pentru clasificarea în vid cu ultraviolete atunci când sunt încărcate cu stoc de creștere de calitate pentru producție. Datele operaționale obținute de la acest cuptor au fost utilizate pentru a proiecta un cuptor capabil să producă un lingou de cristal cnr de 35 x 35 x 7,5. Acest cuptor mai mare se apropie de finalizare și este de așteptat să producă monocristale de fluorură de calciu de 33 de kilograme. Cuptoarele capabile să producă lingouri de un singur cristal și mai mari sunt în prezent în faza de planificare.

3. DEZVOLTĂRI ÎMBUNĂTĂȚATE A PROCESULUI DE PURIFICARE

Au fost studiate anterior modificări ale caracteristicilor de transmisie ale fluorurii de calciu sub expunerea cristalelor la radiații gamma. În acel studiu, expunerea la radiații gamma de 13 Cs a fost variată până la 4,35 Megarazi în multe probe diferite. Au fost induse benzi majore de absorbție în unele dintre probe. Lungimile de undă și mărimile benzilor de absorbție induse au fost comparate între ele și cu un studiu al lucrărilor anterioare de către alți cercetători. O mare variabilitate a fost observată în studiu și sondaj. S-a emis ipoteza că lipsa de consistență în absorbția indusă de radiațiile gamma indică faptul că acest fenomen nu este intrinsec fluorurii de calciu, dar că urmele de impurități sunt responsabile pentru acest comportament. În acel moment a fost inițiat un program de cercetare pentru a confirma sau respinge această ipoteză.

ABSORBANTA

TRANSMITEREA

LUNGIME DE UNDĂ, (nm)

Figura 3. Spectrele de absorbție pentru cristalele de CaF_2 după aproximativ 3,34 MRads radiații gamma la temperatura camerei.

Multe cristale cu modele diferite de absorbții induse de radiații au fost analizate pentru urme de impurități. S-a remarcat în timpul acestei investigații că a existat o mare variabilitate în urmele de impurități prezente și în cantitățile lor respective, în funcție de loturile de materii prime utilizate și de variațiile procesului.

Mai multe urme de impurități specifice au fost corelate cu lungimile de undă de absorbție; s-a constatat că mărimea absorbției este proporțională cu cantitatea de impuritate prezentă.

Concentrațiile totale de impurități în fluorură de calciu „grad laser” disponibilă comercial sunt în intervalul 50-100 ppm. Aceste niveluri de concentrație rezultă din tehnologia actuală „chimie umedă” utilizată pentru a produce stocul de creștere pentru cristal. Au fost adaptate noi metode de purificare la Harshaw, care nu sunt limitate de această tehnologie standard. Concentrațiile totale de impurități sunt reduse semnificativ utilizând acest nou proces cu consecințe favorabile. Figura 3 ilustrează diferența în absorbțiile induse de radiații gamma între un cristal tipic de fluorură de calciu „grad laser” și unul crescut din stoc de creștere special purificat. Cristalul special purificat are absorbții semnificativ reduse. Se anticipează că, pe măsură ce noul proces este îmbunătățit în continuare și impuritățile sunt reduse și mai mult, cristalul va deveni și mai dur la radiații.

De îngrijorare în purificarea fluorurii de calciu sunt pământurile rare din cauza înclinației lor la fluorescență. Pământurile rare sunt identificate în mod specific deoarece apar în minereurile purtătoare de calciu și au o chimie asemănătoare calciului. În virtutea acestuia din urmă, este probabil să supraviețuiască schemelor de purificare de rutină. Au fost dezvoltate metode de purificare care reduc în mod specific impuritățile din pământuri rare la mai puțin de 3 ppb. Cristalele din acest proces au fost comercializate de Harshaw sub termenul „fără fluorescență”, ceea ce înseamnă că fluorescența urmăribilă prezenței pământurilor rare este mult redusă. Procesul de purificare pentru materialul foarte pur și dur la radiații include etapele speciale care reduc impuritățile pământurilor rare.

Capcanele cu defecte nu sunt populate într-o măsură măsurabilă în fluorură de calciu „așa cum a crescut” „grad laser”. Adică, nu se formează benzi de absorbție înainte de iradierea gamma sau laser. De exemplu, electronii nu sunt prinși în locurile libere de anión (centri F) într-o măsură măsurabilă. Cu toate acestea, la iradiere suficientă, apar benzi de absorbție.

S-a sugerat că centrele de culoare formate într-un material cu defecte atomice pe bază de impurități pot fi aceleași, indiferent dacă sunt formate prin radiații laser sau prin radiații ionizante. Vezi, de exemplu, Levy. Se propune ca sub iradierea laser cu un laser de fluență mare cu lungime de undă suficient de scurtă (£248 nm), absorbția fotonului dublu, precum și toate procesele obișnuite de absorbție optică pot avea loc în fluorura de calciu, producând electroni „liberi” care pot popula capcane latente. , dând astfel naștere la benzi de absorbție. Sub expunerea la raze gamma Cs, mulți electroni „liberi” sunt produși de către procesele Compton și fotoelectrice în fiecare eveniment. Este de așteptat ca unii dintre acești electroni să populeze aceleași capcane latente, dând naștere la aceleași benzi de absorbție. Pentru a confirma acest lucru, a fost efectuat un experiment în care un cristal de fluorură de calciu care a format un singur centru de culoare sub radiația laser excimer a fost recoapt pentru a îndepărta banda de absorbție și apoi a fost expus la radiații ionizante. S-a descoperit că absorbția este formată exact la aceeași lungime de undă și are aceeași formă în ambele condiții. Un experiment cu alte cristale este în desfășurare pentru a repeta acest proces în sens invers: adică, formați centre de culoare sub radiații ionizante, recoaceți pentru a le îndepărta și apoi încercați să formeze acești centri sub iradierea cu laser excimer.

Dovezile experimentale de până acum indică faptul că sugestia originală este adevărată, că, în materialul cu defecte atomice bazate pe impurități pot fi formate aceleași centre de culoare sub radiația laser, așa cum se formează sub radiația ionizantă. În plus, se poate aștepta ca materialul care testează durerea radiațiilor sub radiații ionizante va rezista la formarea de centre de culoare sub radiația laser.

S-au făcut măsurători de absorbție pe ferestre cu fluorură de calciu „grad laser”. Metoda de măsurare a fost calorimetria. Coeficienții de absorbție variază invers cu lungimea de undă. Coeficienții tipici de absorbție variază de la 1,5 x 10" cm" la 351 nm la 1,5 x 10-4 cm-1 la

3,8 um. Probele foarte pure nu au fost încă măsurate, dar se anticipează că coeficienții vor fi mai mici.

4. DEZVOLTĂRI ÎMBUNĂTĂȚATE ÎN FABRICAȚIE

După cum sa discutat anterior, „însămânțarea” noului proces de creștere este o modalitate eficientă de a oferi o fereastră orientată cristalografic. În fluorură de calciu, orientarea cristalografică este importantă pentru aplicațiile cu laser de înaltă energie. O preocupare generală în aceste aplicații este birefringnța indusă de stres, cum ar fi cea datorată unei diferențe de presiune

acios fereastra laserului, montaj imperfect sau tensiuni reziduale în material. Un singur cristal de fluorură de calciu orientat cu direcția <111> aproximativ paralelă cu direcția de propagare oferă o oportunitate aproape unică de a elimina complet birefringența indusă de stres. Această orientare practic elindează sau face o distorsiune neglijabilă a fasciculului datorită tensiunilor aplicate, induse sau înghețate. Aceasta rezultă din doi factori: în aceste condiții nu există birefringență netă, iar proprietățile mecanice (modulul Young și raportul lui Poisson) sunt izotropie în planul {111} al fluorurii de calciu. Mai mult, <111> CaF orientat? Ferestrele laser nu prezintă biréfringență detectabilă la stres, independent de polarizarea fasciculului incident. Dar depolarizarea rezultată din birefringența indusă de stres poate deveni evidentă în ferestrele cu fluorură de calciu policristalină care au componente mari neorientate <111>.

Orice neomogenitate în ferestrele laser de înaltă energie cu fluorură de calciu, cum ar fi tensiunile înghețate în componentele aleatorii orientate cristalografic sau granițele cu unghi mari ale granulelor, pot avea ca rezultat praguri de deteriorare laser mai mici decât cele așteptate. Experimentele preliminare la 351 nm indică faptul că acesta este cazul.

De asemenea, o preocupare în aplicațiile cu laser de înaltă energie este distorsiunea termo-optică de la încărcarea termică neuniformă a unei ferestre sub iradiere de către fasciculul laser. În fluorura de calciu, diferența pozitivă a lungimii căii optice asociată cu expansiunea termică este contribuția negativă dn/dT pe o gamă largă de lungimi de undă. Distorsiunea termo-optică totală pentru fluorură de calciu variază de la 0 la 458 nm la -0,08 x 10~:>C la 1,15 um. Această proprietate ajută la transformarea fluorurii de calciu într-o alegere excelentă pentru Windows cu laser de înaltă energie.

Au fost investigate metode de întărire a suprafeței fluorurii de calciu, menținând în același timp proprietățile optice ale suprafeței. O metodă specială de tratare a suprafeței care a produs cele mai consistente valori de rezistență la încovoiere și implicațiile acestor rezultate vor fi raportate aici.

În experiment s-au fabricat două grupuri de eșantioane de test de îndoire în patru puncte cu fluorură de calciu. Au fost identice în toate privințele, cu excepția faptului că unul a avut un tratament

special de suprafață înainte de o lustruire finală cu lungime de undă scurtă, în timp ce grupul de control a avut doar lustruirea cu lungime de undă scurtă. Valorile rezistenței la încovoiere (modulul de rupere) au fost măsurate pentru cele două seturi de probe și pe baza acestor măsurători, Weibull statistica! proprietățile de rezistență au fost determinate pentru fiecare set. Un rezumat al rezultatelor testelor și statistica Weibull! Evaluările se găsesc în Tabelul 1. De asemenea, în Tabelul 1 sunt incluse istoricul, valorile nominale ale parametrilor Weibull de fluorură de calciu.

Tabelul 1. Rezumatul rezultatelor testului de evaluare a rezistenței la încovoiere și a parametrilor Weibull

Rezultate rezistență la încovoiere (ksi)

Numai poloneză cu unde scurte

Suprafață tratată

Forța medie   8.4111.03
Std. Deviația de rezistență   0.992.90
Forța minimă   6.595.23
Rezistenta maxima   9.9916.84

Parametrii Weibull calculați

Gamma, modulul Weibull sau factorul de formă Sigma, factorul de scară Weibull cu defecte de suprafață

Suprafață tratată

9.10

7,63

Unda scurtă

Doar poloneză

4.00

8,67

Nominal istoric

2,97

8.50

Analiza Weibull a rezultatelor indică faptul că fiabilitatea grupului i tratat la suprafață; mult mai mare decât grupul de lustruire cu lungime de undă scurtă, care este mai mare decât valorile nominale istorice. De exemplu, dacă ar fi fabricată o fereastră laser cu diametrul de 24 inchi pe 1,25 inci grosime cu acest tratament de suprafață, statisticile Weibull de mai sus prezic următoarea solicitare la defecțiune la o fiabilitate de 95%   :

Suprafață tratată   3.2ksi

Poloneză cu unde scurte Doar   1.0ksi

Istoric, nominal   0,5ksi

Procesul de tratare a suprafeței nu a scăzut proprietățile optice ale probelor tratate în mod similar utilizate în alte teste de performanță optică.

Deoarece radiația laser este transmisă printr-o optică transmisivă în vrac, cum ar fi printr-o fereastră de fluorură de calciu, o cantitate mică de energie este invariabil absorbită, provocând încălzire. Acest efect contribuie la multe dintre limitările materialelor ferestrelor laser de înaltă energie. Prin urmare, de mare interes este reducerea absorbției în aceste materiale. Absorbția totală în orice optică cu transmisie în vrac poate fi considerată ca având contribuții din trei surse: absorbția în vrac datorită impurităților și mecanismelor intrinseci, absorbția subterană din cauza deteriorării subterane din procesele de fabricație și absorbția suprafeței din efectele de finisare a suprafeței și curățenie. Componenta de absorbție în vrac poate fi determinată făcând mai multe măsurători într-o probă în formă de prismă, variind în același timp lungimea căii optice prin probă. Contribuția la absorbția din cauza daunelor subterane este mai dificil de măsurat. A fost efectuat un experiment în care au fost fabricate cu atenție seturi de probe „beta" de fluorură de calciu. Seturile au fost identice din toate punctele de vedere, cu excepția faptului că într-un singur set daunele subterane au fost complet eliminate printr-un nou proces. Cele două seturi au fost testate la lungimi de undă cu laser excimer folosind o tehnică de calorimetrie. Absorbția totală a fost cu 8% mai mică, în medie, în setul de probe de fluorură de calciu care nu au avut daune subterane. Deteriorările subterane ar trebui să fie excluse sau eliminate în fabricarea ferestrelor laser cu fluorură de calciu atunci când sunt destinate aplicațiilor cu laser de înaltă energie.

De asemenea, interesează și contribuția la absorbția totală prin finisarea suprafeței și curățenia. Multe tehnici de curățare a substratului au fost încercate pentru a reduce absorbția. Mai multe tehnici promițătoare diferite au fost evaluate la lungimi de undă ale laserului excimer. Metodele comparate au fost curățarea cu acid, standardul Harshaw și tehnicile speciale Harshaw. Toate probele au avut polisti cu lungime de undă scurtă și au fost identice, cu excepția metodei de curățare finală. Probele de fluorură de calciu au fost măsurate folosind o tehnică de calorimetrie. Coeficienții lor de absorbție totală atunci când au fost măsurați la o lungime de undă de 351 nm au fost după cum urmează:

Tehnica de curățare Coeficient de absorbție totală (cm-1)

Curățat cu acid 2,0 x 10-3 Harshaw standard 1,7 x 10-3 Harshaw special 1,5 x 10-3

Metoda de curățare face o diferență semnificativă în coeficientul de absorbție la lungimile de undă ale laserului excimer.

5. CONCLUZII ȘI EVOLUȚII VITORIALE

Cristalele de fluorură de calciu sunt cultivate în cuptoare cu vid la temperatură înaltă. Aceste cristale sunt mai utile ca Windows cu laser de înaltă energie dacă pot fi realizate cristale mari, simple și orientare cristalografică. Un cuptor a fost proiectat pe baza conceptelor de geometrie a plăcii verticale pentru a oferi un control superior al procesului și o „sământă” pentru a orienta cristalografic cristalul. Aceste concepte sunt încorporate în și sunt validate de un cuptor care produce un cristal orientat unic de fluorură de calciu de înaltă calitate de 17,5 x 17,5 x 5 cm3. Datele operative de la acest cuptor au fost utilizate pentru a proiecta un cuptor capabil să producă lingouri de cristal de 35 x 35 x 7,5 cm3. Acest cuptor mai mare este de așteptat să devină funcțional în scurt timp și să producă monocristale de 33 de kilograme. Cuptoarele capabile să producă lingouri de un singur cristal și mai mari sunt în prezent în faza de planificare. Indicațiile sunt că ferestrele laser cu fluorură de calciu de un metru pătrat sunt posibile prin acest proces.

Studiile asupra caracteristicilor de transmisie ale cristalelor de fluorură de calciu expuse la radiații gamma arată o variabilitate mare a benzilor de absorbție induse de radiații. S-a emis ipoteza că urmele de impurități sunt responsabile pentru acest comportament. Reducerea semnificativă a impurităților a redus semnificativ numărul și amploarea benzilor de absorbție induse de radiații. Mai multe urme de impurități au fost corelate direct cu benzile individuale de absorbție.

Dovezile experimentale indică faptul că centrele de culoare formate într-un material, cum ar fi fluorura de calciu, cu defecte atomice pe bază de impurități sunt aceleași, indiferent dacă sunt formate prin radiații laser sau prin radiații ionizante. Cu alte cuvinte, proprietățile defectelor electronice sunt independente de modul în care sunt formate. Prin urmare, este de așteptat ca materialul care testează radiații dure sub radiații ionizante poate rezista la formarea de centre de culoare sub radiația laser.

„Sământarea” noului proces de creștere este o modalitate excelentă de a produce Windows orientat cristalografic. Laser monocristal cu fluorură de calciu Ferestrele orientate în direcția <111> aproximativ paralelă cu direcția de propagare oferă oportunitatea de a elimina complet birefringența indusă de stres. Fluorura de calciu are, de asemenea, o distorsiune termo-optică neglijabilă la multe lungimi de undă utile. Aceste proprietăți ajută la transformarea fluorurii de calciu într-un material excelent pentru Windows cu laser de înaltă energie.

Experimentele de întărire a suprafeței indică faptul că ferestrele cu fluorură de calciu pe suprafețe mari pot fi făcute mult mai fiabile decât ar prezice valorile istorice, nominale ale stresului la cedare.

Absorbția totală în fluorură de calciu poate fi redusă foarte mult prin îndepărtarea sau excluderea deteriorării subterane în fabricarea ferestrelor și prin alegerea judicioasă a unei tehnici de curățare a suprafeței.

Lucrările viitoare ar trebui să includă extinderea cuptorului pentru producerea de lingouri mari, unice, orientate, de cristal de fluorură de calciu, reducerea și mai mult a impurităților în vrac, determinarea nivelului intrinsec al centrelor de culoare induse de radiațiile ionizante, efectuarea de măsurători de absorbție în vrac la diferite lungimi de undă laser, și identificarea cauzelor fluorescenței din cauza altor impurități decât pământurile rare. Ar trebui investigate tehnici suplimentare de întărire a suprafeței. De asemenea, este nevoie de muncă suplimentară în zone legate de suprafață, cum ar fi împrăștierea, lustruirea, curățarea și factorii de mediu care pot afecta suprafața optică.

În cele din urmă, pragurile de deteriorare ale laserului ar trebui determinate pentru cristalele de fluorură de calciu care se apropie mai mult de proprietățile optice intrinseci. Se crede că există încă multă muncă de făcut pentru a produce un cristal de fluorură de calciu care se apropie de valorile intrinseci.

6. MULȚUMIRI

Autorii ar dori să mulțumească Dr. RH Moss pentru munca sa în purificare, GR Kramer pentru funcționarea continuă a cuptorului cu plăci verticale și personalului de la Institutul de Cercetare al Universității din Dayton pentru măsurătorile rezistenței la încovoiere și analiza Weibull.

7. REFERINȚE

1. King, CW, Nestor, OH, „Este posibil ferestre cu laser cu fluorură de calciu de 1 metru pătrat?”, Proceedings 20th Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers, Boulder, CO, 26-28 octombrie (1988).

2. King, CW, Nestor, OH, „Gamma radiation-induced absorptions in calcium fluoride”, Topical Meeting on Optics in Adverse Environment, Technical Digest (Optical Society of America, Washington, DC, 1987), Volumul 8, 30-32 (1987).

3. Edgett, LB, Stotlar, SC, „Studiul posibilelor impurități legate de solarizare în CaF2 și alte fluoruri”, Los Alamos National Laboratory, LAUR 85-2-157, (1985).

4. Levy, PW, „OverView of nuclear .radiation damage processes: phenomenological features of radiation damage in crystal and glasses”, Proc. SPIE, Vol. 541, p. 2-17 (1985).

5. Joiner, RE, Marburger, JH, Steier, WH, „Orientări critice pentru eliminarea depolarizării induse de stres în ferestre și tije cristaline”, Appi. Fiz. Lett., 30:405, (1977).

6. Klein, CA, „Optical distortion coeficient of <111> - oriented CaF2 Windows at Chemical laser wavelengths”, Appi. Fiz. Lett. 35(1), 52-54, iulie (1979).

7. Klein, CA, „Stress-induced biréfringence, criticai window orientation, and thermal lensing experiments”, în Laser Induced Damage in Optical Materials: 1980, NBS Special Publication 620 (US GPO, Washington, DC, 1982), pp. 117 -128.

8. Gallant, DJ, Law, M., Pond, B., „Efectul curățării asupra absorbției optice a fluorurii de calciu și a silicei topite la 351 nm”, în Laser Induced Damage in Optical Materials: 1986, NIST Special Publication 752 (US GPO, Washington, DC, 1988), pp. 159-167.

Soc termic: - елтлтлютіс Плмлпе То тяднхмштvе ортіслс componente Ίν Кгвн putere ÜDNTINUOUS VЛPE ¿ND REPETITIV MEDIU LASER PULSEE

De

JR Palmer

Centrul de optică aplicată al Universității din Alabama Huntsville, Alabama 35899

Abstract

Direcția acestei lucrări este de a stabili expresiile analitice care pot fi utilizate pentru a aproxima densitatea maximă de flux, sau fluența, care va fi necesară pentru a provoca daune catastrofale prin șoc termic diferitelor componente optice transmisive . Ecuațiile vor descrie temperatura și gradienții de stres subsecvenți care sunt generați pentru a determina ca optica transmisivă să atingă Modulul de Rupere și să se autodistrugă în tensiune.

Datorită naturii absorbției la suprafață, vis-a-vis, absorbția în vrac, suprafețele opticii transemisive sunt foarte susceptibile la gradienți termici substanțiali. Absorbția de pe suprafețele optice s-a dovedit a fi de câteva ori până la sute de ori mai mare decât cea mai mare. Dacă optica este de tip linie de producție, se poate aștepta ca absorbția să fie substanțial mai mare decât acele optice care sunt pregătite pentru utilizare în mediul de laborator. Optica de fabricație a liniei de asamblare pare să fie afectată mai mult de defecte, zgârieturi și reziduuri care conduc la o mai mare absorbție de suprafață și ara, ulterior, mai susceptibile la daune catastrofale la șoc termic.

Ne vom uita la impactul mediilor laser Continuons Wave, Single Puise și Repetitive Pulsed asupra unei optice care este transparentă la unele lungimi de undă și nu transparentă la altele. Ne vom uita la ecuațiile care descriu gradienții de temperatură dezvoltați în timp real atât pentru cazul netransparent, cât și pentru cel transparent. Densitatea fluxului de deteriorare și pragurile de fluență sunt furnizate pentru o serie de materiale obișnuite utilizate pentru ferestre și domuri pe

sisteme optice care nu au convecție forțată sau liberă și cele care sunt utilizate în medii de curgere cu viteză mare, convecție forțată.

Cuvinte cheie: Lasere de mare putere, defecte, șocuri termice, optică laser, deteriorări ale laserului, lasere cu pulsații repetitive, microunde de mare putere și lasere CW

Introducere

Optica transmisivă este utilizată în orice număr de sisteme optice care pot fi supuse undelor continue de mare putere sau medii laser cu pulsații repetitive. Există nenumărate sisteme optice care sunt proiectate să optimizeze colectarea semnalului, să îmbunătățească rezoluția, să mărească puterea semnalului sau să selecteze spectral anumite lungimi de undă, care nu au fost niciodată destinate să fie într-un mediu laser atât de ostil. Mai mult, în cazul infraroșii optice. sistem, nu există nicio modalitate, în prezent, de a proteja împotriva daunelor catastrofale cauzate de șocul termic rezultat din undele continue vizibile, agile din punct de vedere spectral, de mare putere sau laserele pulsate repetitive. În cea mai mare parte, sistemul optic pentru mine IR utilizează materiale care nu trec lungimile de undă vizibile, cu unele excepții notabile și, ca urmare, absorb destul de strict doar pe prima suprafață, provocând o creștere imediată și substanțială a temperaturii pe suprafața absorbantă. Această creștere a temperaturii oferă un gradient enorm de abrupt care depășește Modulul de Rupere și rezultă o defecțiune catastrofală a opticii. În afară de aceasta, sistemul de expresii funcționează atât pentru microunde de mare putere, cât și pentru lasere. Cu toate acestea, din cauza lipsei de date referitoare la suprafața și absorbția în vrac în literatura deschisă, nu este posibil să discutăm despre interacțiunea microundelor și a materialelor cu orice fel de inteligentă.

relaţie. Este suficient ca dacă s-ar fi avut date măsurate, referitoare la absorbția în vrac și la suprafață, expresiile ar putea fi aplicate pentru acele relații.

Pentru acele optice care transmit atât lungimea de undă în infraroșu, cât și cea vizibilă, problema nu este una a șocului termic atât de mult cât ar putea fi a incluziunilor, striațiile și bulele din materialul în vrac care dezvoltă câmpuri de temperatură care asigură șocul termic în interiorul daune optice și catastrofale ulterioare. Am continuat să folosim ficțiunea că transportul termic și proprietățile mecanice nu se schimbă cu temperatura.

După cum cititorul știe bine, proprietățile transportului termic se schimbă, totuși, analiza ar indica că, prin abonamentul la ficțiune, instrumentele analitice descrise în această lucrare oferă ceva de o valoare conservatoare.

Soc termic - Gradient de temperatură - Misivă non-trans

Primul set de probleme care trebuie abordate sunt acele componente optice care absorb pe suprafața focului, fără a se transmite prin

optică. Acesta ar fi din siliciu și germaniu, de exemplu. Sistemele optice care folosesc aceste materiale pentru ferestre și domuri nu sunt proiectate să reziste în medii laser vizibile de mare putere. Vom începe cu condițiile limită care constrâng grosimea și diametrul fasciculului laser pentru primul nostru set de probleme. Dacă materialul fereastra sau cupola are o grosime t0=> 4,8 (O* Ί)θ 5 și diametrul fasciculului laser ostil este D < 9,6 (O* Ί)θ -5, creșterea temperaturii pe prima suprafață va urma de la 1 3,4,5

(D Forto«> 43 (α·η0 5 ; d < 9,6 (α*τ)0,5

Δη - 2f0 (O* 1)0 5 { l/(Jt)O 5 . ierfc [R/(2 (0*1)0 5] }/ κ

Creșterea temperaturii în orice punct în adâncime până la grosimea t0 se găsește de la, 12,3Л,5

(2) Forto«> 43 (0*1)0 5 ; D < 9,6 (0*1)0 5

Δτχ = 2F0 (α·ΐ)θ 5{ ierfc [tx/(2 (o*i)0 5] - ierfc [(tx2 + r2)o 5/(2 (α* η 0,5]} / κ unde;

O* = Difiusivitate termică, cm2/sec

K « Conductivitate termică. L/cm-'C

Fo = Densitatea fluxului absorbit, W/cm2

T » Timp de rulare laser, sec

R » Raza fasciculului laser, cm

Dacă diametrul laserului ostil este D => 9,6 (0*1)0 5, creșterea temperaturii pe prima suprafață va urma de la, 1·2·3,4.5

(3) Forto»> 43 (0*1)05 ; D => 9,6 (O* 1)0,5

AT] - 2Fo (O*1)0,5{ 1/(Я)05} / κ

Creșterea temperaturii la orice adâncime în grosimea optică până la t0 ■ 4,8 (O* 1)0,5 poate fi găsită de la, 1,2,3,4,5

(4) Forto-> 4,8 (0*1)0 5 ; D -> 9,6 (0*1)0 5

ATj = 2Fo (α·τ)θ5{ ierfc [tx/(2 (o*i)0,5]} / κ

Vor exista multe cazuri în care grosimea de proiectare a componentei optice va avea o grosime mai mică decât cea necesară pentru condiția unidimensională Creșterea temperaturii primei suprafețe, în care condițiile pentru o singură dimensiune în direcția axială nu sunt îndeplinite, pt. un material care se încadrează în regimurile /și /¡(1,6,7 decurg din, 12,3,4,5,6,7

(5)

Pentru 0,6 (0*1)05 < tfl< 4,8 (0*1)05; d «> 9,6 (0*1)0 5

ΔT] = 2 Fo (O* 1)0 5 { 1/(Я)0 5} / K - 2 Fo (0*1)051 ierfcfy)} / K
{ erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2 o* i) erfc(z)} + 2 Fo (0*1)05 {ierfc(y)} /
K + 2 Fo (0*1)05 { i/(Jt)0 5 } / K { erfcfy) - exp (t0H0 + Ho2 o*i)
erfc(z)}

Unde:

t0 = Grosimea totală a opticii, cm

y =t0/{ 2 (0*1)05}   χ = R/{2 (0*1)05}

S = {la/{2(O*l)05} +Ho(O*T)05}

Ho » la l, cm-1 X1 = (t02 + R2)05 /{ 2 (0*1)05}

У0 - tx /{ 2 (0*1)0 5}   y 1 = (tx2 + R2)0 5 /{ 2 (0*1)05}

Creșterea temperaturii la orice adâncime în optică va urma de
la,1·2,3,4,5,6,7

(6)

Pentru 0,6 (a* i)0 5 < până la < 4,8 (a*i)05; d -> 9,6 (a*i)0 5

ΔTX - 2f0 (<ЛУ>5 {ierfc(y0)}/ K+2Fo (<Л)M { 1/(П)05}

/ K { erfcfy) - ezp (t„H0 + Hoг <Л) erfcfz)}

Pentru condiția în care diametrul fasciculului laser este mai mic decât este necesar pentru o dimensionalitate în componenta radială, creșterea temperaturii primei suprafețe va urma de la 1,2,3,45,6,7

(7)

Pentru 0,6 (a*i)05 < până la < 4,8 (a*i)05; D < 9,6 (a*i)05

ΔTι » 2 Fo (O*i)05 -J i/(Я)05 - ierfc(x)} / K - 2 Fo (O*i)05 {ierfc(y)
- ierfc(xi)}

/ K {erfcfy) - exp (t0H0 + Ho2a*r) erfc(z)} + 2 Fo (O*t)05 {ierfcfy) -
ierfc(xi)} / K

+ 2 Fo (0*1)05 { 1/(Я)05 - ierfc(x)} / k{ erfcfy) - eqp (t0H0 + Ho2
o*i)erfc(B)}

Creșterea temperaturii la orice adâncime în optică va urma de
la,12,3,4,5,6,7

(8)

Pentru αβ (α·τ)° 5 < t^. 4,8 (a*τ)05; D < 9,6 (α*τ)θ 5

ΔΤΧ = 2?0 (<W5 {íerfc(y0)-ierfc(yi)}/ K + 2Fo («^)°5 { V(Л)05-terfcfx)}

/ K { erfc(y) - eкp (t0H0 + Ho2 α*τ) erfc(s)}

În acest moment, putem oferi un exemplu de problemă. Dacă folosim siliciu într-un mediu laser vizibil de mare putere în care siliciul absoarbe 100 W/cm2, pentru un timp de rulare a laserului de zece (10) secunde, un diametru al fasciculului laser de doi (2) centimetri, putem calcula creșterea temperaturii. pe prima suprafață și gradientul până la suprafața din spate. La început, diametrul fasciculului laser necesar pentru a îndeplini condiția radială unidimensională ar fi,

Dteq.d « 96   5= 9,6 (0,48 *10)05 Drtqy = 21,03 cm

Unde;

a* - 0,48 cm2/sec8<9; κ - 0,847 W/cm-'C89

T » 10 secunde

Grosimea necesară pentru a satisface condiția unidimensională în direcția axială ar fi.

până la = 4,8 (0*1)05 până la -10,52 cm

Pentru problema noastră de probă, atunci, vom folosi o placă fiat care are 3,3 cm grosime. Pentru această problemă, am folosi f^care satisface condițiile de limită pentru exemplu. Apoi, din ecuația (7)

ΔTι = 2 Fo (O*t)P 5{ i/(Я)0 5 - ierfc(x)} / K - 2 Fo (O*i)P 5 {ierfc(y) - ierfc(xi)}

/ K { erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2 α*ι) erfc(a)} + 2 Fo (<Л)P 5{ ierfc(y) - ierfc(xi)} / K + 2 Fo (O* i)P 5 -J i/(Я)0 5 - ierfc(x)} / k{ erfc(y) - ezp (t0H0 + Ho2 a*t)erfc(2)} care furnizează,

ΔTι - 258,66 { 1,1284 - 0,7302} - 258,66 { 0,20775

-0,1888 }0,09906 + 258,66{ 0,20775 - 0,1888 }

+ 258,66{ 1,1284 - 0,7302} 0,09906

ΔTι - 117,62 'C

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate a plăcii fiat de silicon, sau a domului, va urma din ecuația (8).

Δτχ = 2 Fo (α*τ)°51 ierfc(y0) -ierfc(yi)} / K + 2 Fo (O*i)P 5

X { l/(Jl)° 5 -ierfc(x)} / K { erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2 o*t) erfc(8)}

ΔT] - 258,66{ 0,20775 - 0,188β}

+ 258,66{ 1,1284 - 0,7302}0,09906

ΔTι - 15,1 *c

În acest moment, trebuie să găsim gradientul de temperatură necesar pentru a provoca daune catastrofale ca urmare a șocului termic. Putem evalua gradientul de temperatură a șocului termic necesar pentru un material plastic neelastic, Le, un dielectric sau cvasi-metal precum siliciul din,^-^^2- 13.1115.16

(10) forto (hc) => K (6.25)

ÁTtKock = EE(l -v)/(Eα) unde:

C ■ strein rate, * 0,001 pentru dielectric și cvasi - metáis.8

E = Modulul Youngjs, N/cm2, 13,101(106) N/cm2 pentru SL8

ü ■ Coeficient liniar de dilatare, cm*l, 4,26(10-6) pentru SL8

ьc = κ{ Я/(a*T)}° 5/2

EE = Modulul de rupere, N/cm2 t0 = Grosimea totală a opticii raportată la gradient, cm torto (hc) < K (6,25)

(11)

Aîshock-{ εE (1 - V)/(Eα)} { K (6,25)/t0 (hc)}

Pentru problema noastră, atunci, t0 ■ 3,3 cm, hc ■ 0,3401, t0 (hc) - 1,1225 și K (6,25) -5,294.

AтЛocк = { 0,001 (13,101) 106 (1 - o.2)/[6,76(10 6)·4,26(10 -6)] } 4,716

Δτ^> = 885,6 'C, ceea ce este substanţial ridicat pentru materialul nostru

IL totuși, extindem fasciculul astfel încât să îndeplinească criteriile unidimensionale, D => 21,03 cm sau o deschidere complet umplută, am folosi Eq (5)ox\à. Eq(6) pentru a evalua creșterea temperaturii primei suprafețe și, respectiv, celei de-a doua suprafețe.

pentru D > 9Ő (α· τ)θ >,   0,6 (α· τ)0 5 < până la < 4Λ (a* τ Я 5

ΔTι - 2Fo (o^ï)05 { 1/(Я)05} / κ - 2F0 (ofi)0 5 {ierfc(y)}/ K {erfc(y) - cxp (t0H0)

+ Ho2 a*i) erfc(8)} + 2 Fo 5{ ierfc(y)} / K + 2 Fo 5 { 1/(Я)° 5}

/ K { erfc(y) - eжp (t0H0 + Ho2 ά̈I) erfc(a)}

ΔTι - 258,66(1,1284) - 258,66 (0,20775)0,09906 + 258,66 (0,20775) + 258,66 (1,1284)0,09906

ATj - 369,2 'C și creșterea temperaturii pe suprafața posterioară, de la Eq(6), Pentru 0,6 (a*t)® 5 < până la < 4,8 (α*τ)° 5 ; D -> 9,6 (α*τ)° 5

ΔTX - 2Fo (<Λ)P 5 {íerfc(y0)} ! K + 2F0 (<Λ)P 5 { ι/(π)θ 5 }

/ K { erfcfy) - ap (t0H0 + Ho2 <Л) erfcfz)}

Δτχ - 258,66 (0,20775) + 258,66 (1,1284)0,09906

ΔTX - 8265 'C

Constatăm că gradientul dintre față și spate va fi de 286,55 *C Ду și acest gradient de temperatură, deși mare, nu va determina scăderea catastrofală a primei suprafețe din cauza șocului termic. Totuși, dacă grosimea îndeplinește cerințele din ecuația (10) am găsi din ecuația (10) că temperatura șocului termic ar fi,

AT8hoclt-£E(l-0,2)/(Ea)

ATshock-188*C

Deoarece grosimea trebuie schimbată de la 3,3 cm la 15,56 cm, trebuie să recalculăm creșterea temperaturii primei și celei de-a doua suprafețe. Apoi, pentru cazul unidimensional,

ΔTι - 29138; și ΔT2 = 0

Putem vedea, deci, că densitatea de flux necesară pentru un timp de rulare a laserului de zece (10) secunde pentru a provoca un șoc termic catastrofal ar fi

100 W/cm2 { 188/29138 } = 64,41 W/cm2

Vedem că fereastra de silicon, sau domul, va fi în șoc termic la sfârșitul a zece secunde de timp de rulare a laserului prin producerea gradientului de temperatură adecvat. . Sugestia ar fi că fereastra sau domul poate absorbi mai multă densitate de flux pentru a obține gradientul de șoc termic adecvat. Sugestia este foarte clară că, cu cât fereastra sau domul este mai subțire, cu atât este mai mare cantitatea de densitate de flux absorbită și cu atât este mai scurtă. timpul de rulare care va fi necesar pentru a obține aceleași rezultate. Dacă fereastra sau deschiderea nu este complet umplută, trebuie să calculăm distribuția temperaturii radiale precum și distribuția axială. Pentru această problemă, vom face condiția la limită astfel încât fereastra să fie în limitele regimului de difuzie. Regimul de difuzie este descris ca:

Ra «>{ 5(a τ)θ·5 + Ro } ; sau, τ <» {(Ra - Ro)/5 } 2 a*-1 unde;

Ro - Raza fasciculului laser, cm

Ra » Raza componentei optice, cm

Creșterea radială a temperaturii la marginea exterioară a opticii reprezentată de Rq se va găsi din, lZ3.4,5.6,7

Pentru 0,6 (α*τ)θ5 < t<j< 43 (α*τ)θ5; D > 9,6 (a*τ)°

(12)

Atri = { 2 Fo (cA)0.5 { 1/(JI)O,5 } / K - 2 Fo (< A)0 5 { erfcfy)} / k { erfcfy) - ap (t0H0

+ Ho2a*r)erfcfz)} + 2 Fo (cft)P 5{ ierfcfy)} / K + 2 Fo (α*τ)° 5{ ι/(Λ)θ 5}

/K { erfcfy) - ezp(t0H0 + Ho2 oft) erfcfz)} } { (Ro/Rq)0 5 erfc((Ra - Ro)

/2 (Û*t)O 5) + { (Ra - Ro)(an)0 5 / 4 RO0 5 1^1.5 }ierfc ((Ra - Ro)/2 (<Л)P 5) + { [9r0

- 2(Ro Ra) - 7Rq2] O* τ / (32 Rol 5 ^2.5) } i2erfc ((Rq . Ro)/2 (α*T)0 5) | ln (2)

Creșterea temperaturii la o rază mai mare decât raza laser în raport cu creșterea temperaturii pe suprafața din spate se găsește din, 12.3.4.5.6.7

(13) pentru Ro < Rx < Rq

Pentru 0,6 (α*τ)θ5 < până la < 4,8 (α*τ)θ·5; D > 9,6 (a*t)°5

Ra ■>{ 5(a τ)°·5 + Ro } ; sau, τ <» {(Ra - Ro)/5 } 2 a*' 1

ATrx = I 2f0 (of)0 5 {ierfc(y0)}! K+2Fo (<Λ]P·5{ 1/(Л)05} / K{erfc(y)

- ap (t0H0 + Ho2 a*t) erfc(z)} } { (Ro/Rx)° 5 erfc((Rx - Ro)/2 (άI)° 5) + { (Rx

- Ro)(a*l)°5/ 4 Ro0 5 RX1 5}ierfc((Rx - Ro)/2 (cfl)P 5)+ { [9R02 - 2(Ro Rx) - TRjflofî

/ (32 Roi 5 Rx2 5)} 12erfc ((Rx - Ro)/2 ((Λ)θ 5) J ln (2)

Pentru condiția în care temperatura crește la o adâncime mai mare decât prima suprafață și mai mică decât suprafața din spate, distribuția radială a temperaturii se găsește de la,l 2-3.4.5.6.7

(14) Pentru 0,6 (α·τ)θ·5 < până la < 4,8 (α*τ)θ·5; D > 9,6 (α*-ι)θ 5

Ra ->{ 5(a τ)° 5 + Ro } ; sau, τ <- {(Ra - Ro)/5} 2 a*l

ATrx = { 2Fo (^^{ierfc^ (cЛУ> 5)}/ K + 2Fo (cfi)0 5{ i/(»)0,5 }

/ K { erfc(y) - ap (t0H0 + Ho2 a*r) erfc(z)} } { (Ro/Rx)° 5 erfc((Rx - Ro) /2 (oГЧ)0 5) + { (Rx - Ro)(a*l)° 5/ 4 Ro° 5 Rxl .5 Jlerfc ((Rx - Ro)/2 (Ofl)05) + { [9Ro2

- 2(Ro Rx) - 7RX2] α· τ / (32 Rol 5 Rx2 5) } 12erfc ((Rx. Ro)/2 (αTι)β 5) J ln (2)

unde: tx » Orice adâncime mai mare de 0 și mai mică de t0.

Pentru ca problema noastră să se potrivească regimului de difuzie, raza maximă trebuie să se încadreze în limita ecuației de difuzie,12.3,4,5,6,7 sn care

(15)

τ-{(Ra -RoJ/SpoTl

sau

(16)

Ra-{(5(a*l)P5) + Ro}

Dacă ar fi să folosim un fascicul laser cu o rază de 10 cm și să ne uităm la creșterea temperaturii pe o rază de 14 cm, cu grosimea setată la 3,3 cm și durata de rulare de 10 secunde, absorbind 100 W/cm2 pe o cupolă de silicon, sau fereastră, creșterea temperaturii la raza de 14 cm ar fi la prima suprafață, ЛТвщагт) - 427 'C6. Creșterea temperaturii la 3,0 cm adâncime în optică, la limita de 14 cm, ar fi ATR^14Cmj ■ 1034 'C6.

Optică transmisivă cu transfer termic

După cum se întâmplă cel mai adesea, deschiderea va fi substanțial mai mică de 4131 cm diametru. În plus, deschiderea ar fi, cel mai probabil, complet umplută. Problema noastră, deci, se modifică substanțial și condițiile la limită iau considerații diferite. Pentru cazul în care deschiderea este complet umplută, diametrul fasciculului laser, nici diametrul deschiderii, este o considerație. Ceea ce este important, totuși, este încă grosimea ferestrei sau a domului și modul în care este montată optica pentru a menține optica în poziție. Vom începe analiza cu acele optice care nu au transfer de căldură, Le, toate suprafețele nu pierd căldură în mediul înconjurător Ecuațiile noastre, apoi, devin din nou unidimensionale și creșterea temperaturii pe prima suprafață va urma din,1 ·2·3,4,5,67

Pentru 03 (α*τ)θ 5 < 4,8 (a*r)° 5

ATì - 2Fo (oft)P5 { i/(Я)0,51/ K-2Fq (oft)P5 {ierfc(y)}/ K {erfc(y) - exp(t0H0 + Ho2 a*t) erfc(a)} + 2 Fo (ofr)° 5 {ierfc(y)} / K + 2 Fo (a*t)°-5 { 1/(Я)° 5 } / K { erfc(y) - cxp (toHo + Ho2 a *i) erfc(a)}

Creșterea temperaturii la orice adâncime în optică din care se determină creșterea temperaturii, 17,3.4.5,6,7

Pentru O,b (abt)θ 5 < până la < 43 (θ·I)° 5

¿7^

DTX - 2fo (<A)05 {lerfc(y0)}/ K + 2F0 (<ЛЯ { 1/(Я)05}

/ K { erfc(y) - erç> (toHo+Ho2 <Л) erfc(z)}

Se va observa, mai devreme, că ecuațiile (17) și (18) seamănă cu ecuațiile (5) și (8), diferența principală este condiția la limită a diametrului fasciculului жвег. Cititorul ar trebui să rețină, totuși, că condiția limită a grosimii rămâne încă. În acest moment, trebuie* să ne uităm la modul în care este montată sau menținută fereastra. Vom presupune că fereastra este complet prinsă în jurul periferiei. Interfața mecanică va oferi o presiune care permite ferestrei să rămână în poziție. Un coeficient de film de transfer termic poate fi determinat din cantitatea de presiune pe unitate de suprafață care este dezvoltată de interfața mecanică. Găsim, deci, că un coeficient de film de transfer termic poate fi determinat de la,1-17'18·19

hc - ρ2/3/17β1

(19)

Unde;

P ж Presiunea de prindere, #/in2

hc » Coeficientul de peliculă aeroză îmbinarea mecanică, W/cm2-*C

Putem începe să ne uităm la transferul de căldură de la marginea periferică, fără transfer de căldură nici de pe suprafața din față, nici din spate. Creșterea temperaturii în interiorul inelului de strângere la prima suprafață a componentei optice va fi de la,l-2-3'<5,6,7i

(20) Pentru 0,6 (0*1)0 5 < până la < 43 (0*1)0 5 . ¿TRe < Fo / hc

ATRe - I 2FO (0*1)05 { i/(K)0.5}/ K - 2F0 (O*t)05 {ierfc(y)}/ K{erfc(y) - ezp.(t0H0

+ Ho2 Q*r) erfc(z)} + 2 Fo (O*i)P 5{ ierfc(y)} / K + 2 Fo (O*i)P 5 { i/(Я)° 5} / K

x { erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2 a*t) erfc(z)} } | H ζ (O*t)0 5

1.1.284

+ {Hζ(0*ί́)[1/(2Kβ)-Hζ]} Jln(2)

Unde;

Hζ-hc/K*!

K*! = Conductibilitatea termică a materialului inelului de strângere, W/cm-'C

O*i ж Difuziunea termică a materialului inelului de prindere, cm2/sec

Re ж Raza interioară a inelului de strângere, cm

Ra > Raza exterioară a inelului de strângere, cm

La raza exterioară a inelului de strângere, creșterea temperaturii se găsește de la, 1.2.3,4.5,6,7

Pentru 0,6 (O*!)05 < până la < 4,8 (0*1)05; ДТ₽a < Fo / hc

(21)

Alfe = I 2Fo (0*1)05 { i/(R)0.5}/ K-2Fo (0*1)05 {ierfc(y)}/ K{erfc(y) - exp(t0H0 + Ho2o*t) erfc(z)} + 2 Fo (O*i)P 5{ierfc(y)}/ K + 2Fo (O*i)0 5{ i/(K)°5}

! K{ erfc(y) - ezp (toHo + H

02o*t) erfc(z)} } { 2 Hςι (0*1)0

5(Re/Ra)0 5

X ierfe {(Ra - Re)/2(O*l)05}+ { H ζ! (0*1)(Re/Ra)05[(1/(8 Ra))

+ (3/(8 Re))- H ζ!]4 Aìrtc {(Ra - Re)/2(0^)P 5 } } J ln(2)

Unde;

Hζι « { l/hc + [Ra ln(Ra/Re)]/K?i + l/hr} -^K^i20 2122

hr = Coeficientul filmului de transfer termic din exteriorul inelului de strângere din cauza radiației, convecției libere sau forțate, W/cm2-*C

Următoarea noastră preocupare va fi să includem transferul de căldură de pe suprafețele din față și din spate împreună cu transferul radial de căldură. Pentru multe cazuri, transferul de căldură la starea staționară nu este o considerație importantă. Cu toate acestea, pentru alte aplicații, cantitatea de transfer de căldură va afecta cantitatea de densitate de flux, sau fluență, necesară pentru a induce șoc termic. În acest context particular, se poate avea un sistem optic care este încorporat cu considerații de flux de mare viteză. În astfel de circumstanțe, nu s-ar putea induce șoc termic dacă viteza de curgere ar fi suficientă pentru a reduce densitatea de flux absorbită înainte ca șocul termic să fie indus. Pentru cazul în care există transfer de

căldură din față, din spate și din marginea periferică, creșterea temperaturii primei suprafețe va urma de la, 1-2-3,4,5,6,7

(22) Pentru 0,6 (α·ηθ 5 < până la < 4,8 (αΓηθ 5 ; Δη < Fo Yi/ ha

ΔT1 =2 Fo (oTτ)0 5{ 1/(Я)0 5} / κ{ exp (H«2 α*τ) erfc(zai)} - 2 Fo (oΛ)0 5 {ierfc(y)} / K{erf(ya) +exp (Hp t0 + Hp2a*t) erfc(zp2)} {erfc(y) - exp (t0H0 + H02a*t) X erfc(z)} + 2 Fo (a*r)O 5 {ierfc(y)} / K { exp (Hp2 a*t) erfc(zpi)} + 2 Fo (<Л)0 5 X { l/(JC)° 5} / K { erfc(y)- exp (t0H0 + Ho2 a*t) erfc(z)} { erf(ya) + exp (Ha t0 + Ha2cTT)erfc(za2)}

Unde;

ha = Coeficientul filmului de transfer termic de la prima suprafață, W/cm2-'C

hy » Coeficientul filmului de transfer termic de pe suprafața jantei, W/cm2-'C hp = Coeficientul filmului de transfer termic de la a doua suprafață, W/cm2-*C

Ha » (ha)/K, cm1 8a2»Уa + Ha(<Л)P5 spi = Hp (oTi)P 5

Hp = (la/K + l/cp)-l/K. cm'1

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe va urma de la, 1.2,3,4,5,6,7

Zαΐ»Hα((Λ)P5

ya = W2(QTl)0

Bβ2 = Υα + Hρ(θΓΐ)0·5

(23)

Pentru 0,6 (a*T)0 5 < până la < 4Я (O*T)0 5 ; ДТ2 < Pentru γ2/ CP

ATz « 2Fq(cft)P5 {ierfc(y)} / k{ exp(Hρ2α*τ)erfc(zpi)} + 2F0(<Л)P5 { i/(Л)0,5} / K { erfc(y) - exp (t0H0 4- Ho2 (Л) erfc(z)} { erf(ya) 4- exp (Și t0 + Hд2 a*t) erfciz^)}

Creșterea temperaturii la orice adâncime în componenta optică va urma de la,l-2.3,4.5,6,7 (24) .

Pentru 0,6 (α*Ί)05 < până la < 4,8 (0*1)0,5; ΔTX < Pentru Hζ

AT, = 2 Fo(oft)D5{ierfc(ψ)}/κ{ exp(Hβ1(t0-tx) + Hβ12 at)

x erfc(zpi)} + 2 Fo(Qft)O 5 {   5} / K { erfc(y)- exp(t0H0

+ Ho2 α*τ) erfc(z)} { erf(y) + exp (H«i tx + Hαΐ2 α*τ) erfc(zo2)} unde;

api = {(la - tx)/2 (Qfl)0 5 + Hβ! (<Λ)P·5}; ψ = (tx)/2 (<Λ)P 5

2a2 = {(tx)/2 (<Λ)0 5 + Haj (Qft)P 5 } *4»{(la-tx)/K+ l/hp}-l; Hβί-Hζ/K h^{(tx)/K + l/ha}'1; Hai=hç/K

Valoarea lui (Y) se găsește din,

ha Aj + hp a2 + hy A3 = d

Y^haAi/σ

Y2 = hPA2/a

Y3=hyA3/a

Diferiții coeficienți ai filmului de transfer de căldură reprezintă partea din față, din spate și marginea periferică a componentei optice Ai ar reprezenta aria suprafeței frontale, A2 suprafața din spate și A3 marginea periferică. Pentru a duce procesul cu un pas mai departe,

ha Ai (Ti -T2) + hp A2 (T3 -T2) + hy A3 (T4 -T2) = Fo

Tot ceea ce am găsit este distribuția densității fluxului absorbit și a temperaturii ulterioare la diferite suprafețe pentru a susține entalpia echilibrată a ceea ce este absorbit și a ceea ce este cedat mediului de transfer de căldură.

Densitatea de flux absorbită necesară - ferestre sau domuri nerăcite

În acest segment, dorim să găsim pragul de densitate a fluxului care este necesar pentru a provoca daune catastrofale rezultate din șocul termic. Vedem din ecuația (10)Va&X. trebuie să suprasolicitam expresia,

la(hc) => K(6,25)

Pe baza acestei expresii putem găsi o cerință de timp pentru fiecare grosime care este prezentată. Acesta este,

(25) (K/2) {я/(a*T)}°5Ь0 »> K(6,25)

astfel încât,

t0 - I2,5θ/{π/(α·τ)}θ5

pentru cazul siliconului, apoi, pentru o durată de rulare de o (1) secundă,

t0 - 12,50/{11/(0,48* 1) }θ5 t0 · 439 cm

Cantitatea necesară de densitate de flux pentru a crea o deteriorare prin șoc termic într-o fereastră de silicon, sau cupolă, pentru grosimea determinată ar fi:

Fo = 188   (0,847 W/cm-*C)/{1,1284e(0,48cm 2/sec *1 sec)0^}

Fo = 203 W/cm2 densitate de flux absorbită pentru siliciu

Dacă fasciculul ar avea patru (4) centimetri în diametru, densitatea de flux necesară ar fi, pentru o durată de funcționare de o secundă, 362 W/cm2. Și, dacă diametrul avea doi (2) centimetri în diametru, densitatea de flux necesară pentru o secundă de funcționare ar fi de 445 W/cm2. Pentru un timp de rulare de 0,10 secunde, grosimea necesară ar fi de 1,545 cm. Diametrul minim pentru o singură dimensiune ar fi un fascicul laser de 263 cm sau o deschidere umplută de 263 cm. Cantitatea de densitate de flux absorbită necesară pentru a induce șoc termic pentru un timp de funcționare de 0,10 secunde ar fi de 1,123(103) W/cm2.

Am folosit unul dintre cele mai bune materiale, în ceea ce privește proprietățile de transport termic, pentru exemplele noastre. Există o multitudine de alte materiale care sunt utilizate pentru sistemul optic cu infraroșu. De exemplu, putem determina daune catastrofale datorate șocului termic pentru diferitele materiale Itran. Pentru Itran I (MgF2) policristalin, gradientul de temperatură a șocului termic este de 80 'C. Pentru un timp de rulare de o secundă, grosimea necesară ar trebui să fie de ordinul a 1,664 cm. Densitatea de flux absorbită necesară pentru o deschidere complet umplută ar fi de 44,52 W/cm2. Pentru un singur cristal (MgF2), gradientul de temperatură a șocului termic ar fi de 3251 eC, iar densitatea de flux absorbită necesară pentru o perioadă de funcționare de o secundă pentru o deschidere umplută ar fi de 25,7 W/cm2. Astfel, putem construi un tabel cu densitatea maximă de flux absorbită pentru un număr de materiale care se absoarbe doar pe prima suprafață și care satisfac cerințele de grosime și unidimensionalitate a fasciculului laser, pentru daune catastrofale de șoc termic, așa cum se arată în tabelul I. Densitatea minimă de flux absorbită necesară pentru a crea daune catastrofale de șoc termic într-un timp de funcționare de o secundă pentru un diametru al fasciculului laser D => (α*I)θ 5 sau pentru ca deschiderea să fie complet umplută este prezentată mai jos. Valorile conductivității termice, difuzivității termice, modulului Young și modulului foarte important de rupere au fost preluate din trei surse majore, Musikant8, The Infrared Handboofà și Kreidl și Rood2!

Tabelul I

Timp de funcționare a laserului de o secundă

Geam absorbit „Șoc t0ΔT minim”
materialului   ' W/cm2centimetri (Eq 10)
Si   2034.890188.00
Ge   1264.190126.50
MgF2 singur   221.66427.39
Cal$ Poty 551.341120.00
Cai®> single   8'274017.20
ZnS 63209012400
ZnSe 26219873,00
MgO Poly   28227928.00
AI2O3 Cz   931.763148.00

Ba^ 131,6583252
SrF2 111,01537,50
LiYE(240,97360,91
SÌO2 Fused 1960.646148200

Absorbție și transmisie

În acest segment trebuie să abordăm problema mai frecventă a unei optice care transmite energia laserului. În acest caz, avem absorbția care are loc în vrac și, mai important, pe suprafețele componentei optice Știm din experimentele făcute de Femelius, et ^¿25,26,27,28 că absorbția pe suprafețe va să fie la fel de mare și cel mai adesea mai mare29 decât absorbția în cea mai mare parte a materialului

Există o enormitate de date experimentale care arată că există o absorbție substanțial mai mare pe suprafața opticii transmisive în comparație cu absorbția în vrac.25.26.27,28 Wood29 States, *. . . atât fisuri interne cât și de suprafață, caneluri sau pori. . . este principalul motiv pentru care pragurile de suprafață ale materialelor curate, goale sunt mai mici decât valoarea pragului în vrac și pot fi reduse cu un factor de până la o sută de ori față de nivelul intrinsec real. Cele mai mari praguri de deteriorare a suprafeței sunt obținute cu o lustruire foarte atentă, astfel încât zgârieturile cu o sutime din lungimea de undă a radiației laser sunt absente; în acest caz, pragul de suprafață poate fi de același ordin cu pragul de deteriorare în vrac intrinsec." Problema este amplificată de creșterea câmpului electric atunci când fasciculul se decuplă de a doua suprafață a componentei optice.

Creșterea temperaturii rezultată din absorbția în vrac este calculată &отЛ2-ЗЛ5,б,7

A?

АТьиік *c - T0(buík) V (P 4> to)

Unde:

T = Timp de rulare, secunde

P = Densitate, g/cm3

cp = Căldura specifică, Jouli/g-"C

t0 - Grosimea componentei optice cm

β = Absorbție, cm1

Fotbutt.) « Densitatea fluxului absorbit, W/cm2

Io « Densitatea fluxului incident, W/cm2

¿2?

F0(buiE) - { 1,0 - exp(- β t0)} Io

Creșterea temperaturii primei suprafețe a componentei optice transmisive bazată pe absorbția anticipată sau măsurată, cu deschiderea complet umplută, va urma &oтЛ2-3Л5,6,7

AT1 = {F0(bua,)t/(pcpt0)} + {2Гo)(α·τ)05/κ[(ι.0/Λ05)]}

t { 2 Fo2 (oΓ τ)° 5/ K [lerfc [to/ 2 (o* t)° 5]] (4 n2/(n + l)2)}

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe, sau din spate, va urma &oтЛ2-3.<5,6,7

AT2 - { F0(buifc) t/ (P cp t0)} + { 2Foi («· t)°'/ K [lerfc [to/ 2 C2* O”]] }

+ {2Fo2(a,T)»5/K[(1.0/n<|5)] (4n2/(n + D2)}

Unde:

Fqi e Absorbție pe prima suprafață, W/cm2

Fq2 · Absorbție pe suprafața din spate, W/cm2

n « Indicele de refracție la lungimea de undă de interes

Pentru cazul opticii flber, am constatat că lungimea flberului optic reduce ecuația noastră la determinarea doar a spatelui sau a suprafeței de ieșire. După cum s-ar putea imagina, asta

ecuația este pur și simplu o informație auxiliară în modul în care se pot aplica diferitele ecuații pentru diferite aplicații, astfel încât, creșterea temperaturii suprafeței de decuplare se găsește din, 3θ<31,32^

Δτ2 = { Foíbulfc) τ/ (P cp t0) } + { 2 Γo2 (α· τ)°·5/ K [(1.0/«0 5)] (4 π2/(η + 1)2) }

Putem oferi un exemplu despre cum funcționează ecuațiile. Vom folosi o optica de 6,0 cm diametru, 3,0 cm grosime din AI2O3 (Cz). Densitatea fluxului incident va fi de 100 W/cm2. Timpul de rulare va fi de zece (10) secunde. Absorbția la 23 °C ambiental la 5p este arătată8 ca fiind de 5(10*2)cm*1. Din ecuația (27), atunci,

Fo(bufc) = { 1,0 - Œp (- 5(10-2)·3) } 100 W/cm2

Fo(bu№) = 1392 W/cm2

Creșterea de temperatură a vracului va urma din ecuația (26) astfel încât,

ATbulk 'c = Fo(btiifc) C/ (p cp t0)

ДТьиіквС = 13,92 W/cm2 (10 sec)/{(0,712 W-sec/g-'C) (3,98 g/cm3) (3cm)}

ATbuik'C = 16,37 'Сдт

Dacă presupunem că absorbția pe față și pe spate sunt egale și reprezintă aceeași cantitate ca volumul, atunci prima și a doua suprafață ar absorbi 6,96 W/cm2 fiecare suprafață. După cum a subliniat Wood29, acest lucru este probabil extrem de optimist. Cu toate acestea, pentru exemplul nostru, va funcționa. Astfel încât,

Fol.Frô = 6,96 W/cm2

ΔTι - 16,37 'C + {β,96* (0,0625'10)θ 5·1,1284/0,1771

+ {бЛ6* (0,0625· 10)θ 5*3,152(10 -3)· 1,4854/0,1771

ΔTι = 51,58 *Сдт

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate va fi;

ΔT2 = 16,37 'C + { 6,96* (0,0625* 10)° > 1,1284· 1,4854/0,1771

+ { 6,96· (0,0625* 10)° 5*3,152(10 -3)/0,1771

ΔT2 = 68,54 'Sdt

O ecuație foarte importantă pentru analiza noastră a daunelor de șoc termic catastrofal este creșterea temperaturii prin optică. Cel mai important, creșterea temperaturii în centrul opticei, deoarece șocul termic pentru oricare dintre suprafețe nu va fi diferența de temperatură între cele două suprafețe. Mai degrabă, șocul termic și ruperea ulterioară a suprafeței în tensiune vor veni din gradientul de temperatură dezvoltat între suprafața și interiorul componentei optice. În esență, ceea ce am văzut la începutul analizei a fost gradientul de temperatură din față în spate pe o optică care absorbea doar pe prima suprafață. În acest caz, putem vedea că problema este substanțial agravată prin aceea că trebuie să dezvoltăm gradientul doar prin jumătate din componenta optică.

(31)

Δτx = { Fo(buifc) τ/ (p cp t0)} + { 2 F01 (α· τ)o 5/ κ [ierfc [tx/ 2 (α* τ)θ 5]] }

+ { 2 Fq2 (α* τ)° 5/ K ierfc [(t0 - tx) / 2 (α* τ)° 5)]} (4 n2/(n + 1)2)

Pentru problema noastră, profilul de temperatură prin optică ar arăta ceva ca Tabelul II

Tabelul II

tx, cm	Aтx*c
0	51,58
0,5	45,20
1.0	32.32
1,5	29,81
2,0	37,78
2,5	5831
3,0	68,55

Valorile afișate se bazează pe absorbția fiind egală între prima și a doua suprafață. După cum am văzut din Tabelul I, temperatura necesară pentru șoc termic în AI2O3 este de 186°C дт pentru t0 =1,763 cm. În cazul nostru, diferența maximă de temperatură este între centru și suprafața din spate. Această diferență de temperatură este de numai 38,74 °C Др . Prin urmare, va fi nevoie de o cantitate substanțială de densitate de flux absorbită pe suprafață pentru a face ca acest tip de optică să eșueze catastrofal folosind un laser cu undă continuă. Densitatea de flux absorbită ar trebui să fie mărită, iar timpul de rulare scurtat pentru a elimina efectele termice care rezultă din difuzivitatea termică a materialului. Pentru această problemă ar trebui să folosim Eq /7/y, deoarece grosimea este mai mică decât cea necesară pentru Eq (10) Apoi, din Eq (ll)wt flnd,

forto(hc) < K (6,25)

AтЛocк={ EE (1 - V) / (Eα)} { K (6,25)/t0 (el)}

H6-κ{π/(α·τ)}θ5/2 hc = 0,6278 W/cm2-*C

ATxhock= { 1,23(10 -3)·56(10 6)·(1 - 0,2)/(56(10 6)'5,8(10 -6))}

X {θ. 1771*6,25/ (1,5*0,6278)}

ΔTΛOΛ = 199,41 'Cдт pentru un timp de rulare laser de o secundă când gradientul necesar pentru șoc trebuie să fie de o grosime de 1,5 cm AI2O3. Putem simplifica procesul analizând densitatea de flux absorbită necesară pentru a ridica suprafața din spate a AI2O3 cu 200*C deasupra centrului. Făcând calculul de ordinul întâi, s-ar părea că trebuie să absorbim 84,53 W/cm2 pe suprafața din spate pentru a forța un gradient necesar pentru a induce daune catastrofale de șoc termic. Acest lucru ar indica o absorbție pe suprafața din spate care este oarecum mai mare decât absorbția în vrac. Dacă presupunem pentru problema noastră că densitatea fluxului incident este de 103 W/cm2, volumul va absorbi 139,29 W/cm2. Făcând calculul, atunci.

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate va fi;

ΔT2 = 1637 *C + { 84,53* (0,0625*1)° -5* 1,1284* 1,4854/0,1771

ΔT2 = 21637 *Cдт

Creșterea temperaturii în centrul opticii la sfârșitul unei rulări de o secundă va fi de 16,37 °Cдр și adâncimea de 1,5 cm. Acest lucru va lăsa un gradient de temperatură de 200°Cдр între spate

suprafața și centrul opticei care este ceea ce este necesar pentru a produce daune catastrofale prin șoc termic suprafeței din spate. Așa cum am făcut problema înainte, dacă fiecare suprafață absoarbe cantități egale, am constata că pentru această problemă, suprafețele ar trebui să absoarbă de aproximativ 1,321 de ori mai multă densitate de flux decât cea mai mare pentru a induce daune catastrofale de șoc termic. Destul de interesant, gradientul de temperatură dintre suprafața frontală și centrul opticei va fi de numai 135*C Др Să lucrăm problema cu densitatea de flux incident de 10* W/cmZ. Vrac va absorbi 13929 W/cm2, iar creșterea temperaturii în vrac într-o secundă de rulare va fi de 163,7 *C. Folosind din nou ecuația unidimensională, a trebuit să avem o creștere totală a temperaturii pe suprafața din spate de 363,7 °C. ду. În continuare trebuie să absorbim doar 84,53 W/cmZ pe suprafața din spate pentru a provoca daune catastrofale șoc termic.

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate va fi;

ΔT2 = 163,7 *C + { 84,53* (0,0625* 1)θ> 1,1284* 1,4854/0,1771

ΔT2 = 363,7 'Cдг

Această ultimă problemă indică faptul că suprafețele trebuiau să absoarbă doar de aproximativ 0,1214 ori mai multă energie decât masa. Deoarece cele două valori sunt aditive, temperatura vracului continuă să crească deoarece absorbția urmează cantitatea fixă în funcție de grosime. În același mod, suprafața trebuie să absoarbă atâta energie pentru a crește temperatura suprafeței cu 200 °C. Pe măsură ce densitatea fluxului incident crește, la fel crește și temperatura în vrac. Cu toate acestea, suprafața stili necesită doar absorbția unei cantități fixe de densitate de flux pentru a ridica temperatura suprafeței cu 200 °C deasupra volumului. Problema este mult îmbunătățită dacă optica este mai subțire pentru a beneficia de contribuția difuzivității termice a materialului optic. Folosind din nou optica noastră de probă, putem face optica doar 1,0 cm grosime. Vom folosi densitatea fluxului incident de 10^ W/cm2.

ΔτΛoΛ- { 1,23(10-3)·56(10 6)·(1 - 0,2)/(56(106)·53(10 -&))}

χ {o. 1771'6,25/ (0,5·0,6278)}

Δτ я 598,2 'СД'y

Calculul de ordinul întâi ar indica faptul că trebuie să absorbim 25284 W/cm^ pentru a asigura gradientul termic necesar între suprafața din spate și centrul opticei pentru a crea șoc termic. Optica va absorbi 487,706 W/cm^ creând o creștere a temperaturii în vrac într-o secundă de 17211 'C д-р

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate va fi;

ΔT2 = 17211 'C + { 25284* (0,0625*10)° 5· 1,1284* 1,4854/0,1771

+ { 25284* (0,0625* 10)θ >243(10 „3)/0,1771

ΔT2 = 771,21 'Сдг

Creșterea temperaturii în centrul opticei va fi,

ДТсшш = 17211 eC + { 25284* (0,0625*10)° 5*0,099924* 1,4854/0,1771

+ { 25284· (0,0625· 10)° 5*0,099924/0,1771

ATcnt» - 17211 'C + 5298 + 35.66

102 / SPIE Voi. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989)

ΔT^ = 260,75 *Сдт

Vedem că valoarea lui 25284 este scăzută deoarece centrul obține temperatură de la cele două suprafețe. Gradientul de temperatură de la centru la suprafața din spate este de 510,46 °C ¿¿γ. Constatăm că avem nevoie de o densitate de flux absorbită pe suprafața din spate de ordinul a 300 W/cm2. Folosind această valoare.

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate va fi;

ΔT2 « 17211 *C + {3OO*(0,0625* 10)θ5· 1,1284* 1,4854/0,1771

+ {зоо·(0.0625· 10)05'243(10 -3yo.l771

ΔT2 « 88296 'Сдт

Temperatura din centru va fi,

« 17211 'C ♦ { 300* (0,0625* 10)° 5'0,099924· 1,4854/0,1771

+ {3OO·(0,0625· 10)°5'0,099924/0,1771

- 17211 *C + 6286 + 4232

277,29 «Сдт

Aceasta oferă un gradient de temperatură de la centru la spate de 605,7 'Сдт, care este puţin mai mare decât este necesar pentru şocul termic. Pentru optica mai subțire avem o cerință de gradient mult mai mare pentru șoc termic și. prin urmare. avem o cerință de absorbție substanțial mai mare la suprafață. Pentru această problemă, suprafețele trebuie să absoarbă de 1,23 ori mai multă densitate de flux decât în vrac.

Lucrând expresia de mai sus, am presupus că absorbția pe față și pe spate au fost aceleași. Acesta poate fi sau nu cazul real. Nu există niciun motiv să sugereze că absorbția de pe suprafețele din spate și din față ale opticei va trebui să fie aceeași. Cu toate acestea, dacă sunt, iar absorbția îndeplinește raportul necesar pentru a provoca șocul termic, suprafața din spate ar trebui să cadă înaintea față Din nou, așa cum a sugerat Wood29, „Cele mai mari praguri de deteriorare a suprafeței sunt obținute cu o lustruire foarte atentă, astfel încât

zgârieturile cu o sutime. a lungimii de undă a radiației laser sunt absente în acest caz, pragul de suprafață poate fi de același ordin cu pragul de deteriorare în vrac intrinsec.” Sugestia dragă din această declarație ar fi că ar trebui să vă așteptați la o absorbție substanțială pe suprafețe în exces față de volum. În lumina acestui comentariu, nu este prea alarmat de posibilitatea ca suprafața să absoarbă de 10 până la 50 de ori cantitatea de volum. Deoarece optica transmisivă este supusă la densități de flux din ce în ce mai mari, s-ar părea că discreția ar fi cea mai bună parte a vitejii și că absorbția reală pe suprafețe și volumul fiecărei optice ar trebui măsurate într-un mod similar cu cel descris de Wood.29 După cum vom vedea mai târziu, raportul necesar pentru absorbția laser cu impulsuri simple și repetitive va fi mai mic decât necesar pentru unda continue.

Dacă întreaga deschidere nu este umplută sau fasciculul laser este D< 9,6 (α* ί́)θ 5, atunci ne-am ocupa de creșterea temperaturii pe prima și pe a doua suprafață într-un mod puțin diferit. Vom presupune ca până acum că suntem încă în regim de difuzie. Și, dacă părăsim regimul de difuzie, vom presupune condiția la limită ca marginea opticei să fie complet izolată, adică4 nicio energie nu poate scăpa din margine. În acel moment se va trata apoi optica ca pe o deschidere plină. Creșterea temperaturii primei suprafețe va urma de la,lX3A5A7 forî<- {(Rq - RoySpa·-! sau Rq > {(5 (0^)°5) + Ro}

(32J

ATj - { Γο(ЬиNo.) τ/ (p cp t0)} ♦ { 2 Foi (“* ')”/ κ[(10/Я° ') - ierfc [κ/ 2 (α· t)» 5]] }

+ {îFojța'xjiî/ κ[Ierfc [to/ 2(a·t)0 5] -ierfc[(t02 + R2)05/ 2(a·t)»5]] (4n2/(n + i»2))}

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate va urma de la, 1 <2.3.4,5.67 pentru T<- {(Rq - Ro)/5}2oM sau Ra >{(5 (<Λ)P5) + Ro}

ΔT2 = { Fo(buifc) X/ (P cp t0) } + { 2 ^02 (θ* τ)θ 5/ K [(1.O/Λ0.5)

- ierfc [r/ 2 («· t)° 5]](4 n2/(n + 1)2) } + { 2 Foi (a* î)° 5/ K

x [ierfc [la/ 2 (a* τ)θ 5] - ierfc [(t02 + R2)0 5/ 2 (a* τ)° 5]] J

Pentru a găsi gradientul de temperatură prin optică, folosim,1-2,3,4,5,67

forT<- {(Ra - Ro)/5}2a*-l sau Rq > { (5 (Oft)05) + R0}

(34)

ΔTX - { Fo(vrac) X/ (P cp t0)} + { 2 Fo2 (a* τ)θ5/ K [ierfc [(t0 - tx)/2(a; τ)θ 5]

- ierfc [((t0 - tx)2 + R2)0.5/2(a*î)° 5]] (4 n2/(n + 1)2)} + { 2 Foj (o*x)°

/ K [ierfc [tx/2(a*τ)θ 5] - ierfc [(tx2 + r2)o.5/2(a*τ)° 5]] }

Dacă raza opticei se află în regimul de difuzie, creșterea temperaturii la o anumită rază se găsește de la U3.45A7

Forx <- {(Ra - RoJ/Spa·-1 sau R« > { (5(cfl)P5) + Ro}

Pentru Ro < Rç < Ra

(35)

ΔTβξ = { { Fo(budt) X/ (P cp t0)} + { 2 Fo2 (α· τ)0 5/ K [ierfc [(t0 - tx)/2(a* τ)θ 5] .

- ierfc[((t0 - tx)2 + Ro2)0 5/ 2(a* τ)θ 5]] (4 n2/(n + i)2)} + { 2 Atunci (a* τ)θ

/ K [ierfc [t,/ 2 (a* τ)θ 5] - ierfc [(t/ + r©2)û 5/ 2 (a* τ)0 5]] } (ro/r^o

x erfc((Rç - Ro)/2(Qri)P 5)+{ (r^ . Ro)(a*t)° 5/4 Ro0 5 Rțl 5}ierfc((Rț - Ro)

/2((ЛУ> 5)+{ [9Rq2 - 2(Ro R0 - 7Rç2]a*i/(32 Ro1 5 R^2 5) } i2erfc((R^ - Ro)/2 (СЛ)° 5) } În (2)

Dacă raza opticei nu se încadrează în regimul de difuzie și în conformitate cu condițiile la limită stabilite anterior, creșterea temperaturii la o anumită rază se constată de la, 1.2.3,4,5.6,7 ForT> {(Rq - RoJ/ Spa'-l sau Ra < {(5 (<Л)P5) + r0}

Pentru Ro < Rț < Ra

W

ATr£ = I { Fo(bulH) V (p cp t0)} + { 2 Fo2 (α· τ)° 5/ K [ierfc [(t0 - tx)/2(a* τ)θ 5]

x (4 n2/(n + 1)2)} + { 2 F01 (α· τ)θ 5/ K [ierfc [tx/ 2 (a* τ)θ 5]] } } { (Ro/Rț)° 5 X erfc((Rț - Ro)/2 (cΓτ)P 5) + { (Kξ - Ro)(a*t)° 5 / 4 Ro°·5 βξi 5 } ierfc ((Kξ - Ro) /2 (θGt)P 5) + { [pro2 - 2(Ro Xx) - 7Rț2] a* T / (32 Ro1 5 r^2.5) } jZerfc ((Rj. _ r0)

/2 (cft)0-5) } În (2)

Șoc termic cu transfer de căldură-undă continuă

Nu este neobișnuit să existe sisteme de detectare în infraroșu care fac parte dintr-o platformă care ar fi în flux de mare viteză. În cea mai mare parte, acest tip de sistem ar folosi mai degrabă un dom optic decât o fereastră cu placă fiat. Pentru daune catastrofale prin șoc termic, problema este aceeași. Dacă ignorăm încălzirea prin frecare din

cauza fluxului de viteză mare, adică, presupunem că încălzirea prin frecare a ajuns la echilibru termic, putem calcula densitatea fluxului de șoc termic cu transferul de căldură corespunzător. Coeficientul filmului de transfer de căldură pentru o sferă sau cilindru, se găsește de la, 20,21,22

(37)

Ьсθ - -1,14 { V„ Dop^/|u}05 Pj.04 { i _ (0/90)3} { K/Do} unde:

V« = Viteza, cm/sec

Do - Diametru dom, cm

pM - Densitatea mediului care curge, g/cm3

= Vâscozitate la temperatură, g/cm - sec

Pr = Prandtl Nr.

K » Conductibilitatea termică a mediului care curge, W/cm-'C

hco » Coeficientul filmului de transfer termic, W/cm2-eC

0 - Unghiul de atac împotriva domului, 0 < θ < 90

Pentru problema noastră, vom presupune că nu va exista un transfer imediat de căldură din spatele sau marginea domului. Vom începe cu condiția limită ca domul să nu fie transparent la lungimea de undă a mediului laser ostil, de exemplu, siliciul față de o lungime de undă de 500 nanometri. Grosimea domului va fi cea necesară pentru a satisface gradientul de șoc termic pentru o secundă de rulare a laserului. Diafragma va fi complet umplută. Pentru această creștere a temperaturii am folosi o formă modificată de Eq (22) și Eq (23)

(38) Pentru 0,6 (α·1)θ5 < tfl< 4,8 (O*T)°5; Δη < Fo γί/ ha

ΔT1 -2Fo (cTi)P 5{ 1/(Я)0 5}/κ{ap (H«2a*r) erfc(Zai)} - 2 Fo (a* τ)θ 5{ ierfc(y)}

/κ{ erf(ya) + exp (Hb t0 + Hb2 a*i) erfc^2)} { erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2 a*r) X erfc(s)} + 2 Fo (a* τ)° 5 {ierfc(y)} / K { exp (Hβ2 a*r) erfc^i)} + 2 Fo (din τ)°-5 X { ι/(Λ)θ 5} / K { erfc(y)- exp (t0H0 + Ho2 <Л) erfc(s)} { erf(ya) + exp (Ha t0 + Ha2a^)erfc(za2)}

Dacă folosim din nou exemplul nostru de siliciu, știm că pentru un timp de rulare de o (1) secundă avem nevoie de o grosime de 4,89 cm, o densitate de flux absorbită de 355 W/cm2 și un gradient de 188 ®C. Vom adăuga la exemplul nostru și vom oferi domului un coeficient mediu de peliculă de 0,849 W/cm2-®C, care ar oferi un 1,0 W/cm2-°C la limita de stagnare și 0,298 W/cm2-®C la 80® rotit în jos. raza cupolei. Acestea sunt valorile aproximative ale unui dom într-un câmp de viteză de 328 metri/sec într-un mediu de aer la treizeci de mii de picioare Mai

important, totuși, constatăm că ne aflăm dincolo de condiția limită de grosime a ecuației (38)wtù. ecuația se reduce la,

ATi = 2Fo (<A)P-5 { 1/(Λ)θ5} / K { exp(Ha2<Л) erfc^)}

ATj « 196,57 ®C ДT

Pentru problema unui dom într-un câmp de curgere de mare viteză, în care absorbția are loc doar pe prima suprafață a domului, atunci ar fi necesar să absorbiți 592,35 W/cm2 de densitate de flux de la un laser cu undă continuă pentru viteza și densitatea aerului din exemplu.

Nu am tratat optica care permite lungimii de undă ostile să treacă pe a doua suprafață atunci când este prezent un mediu de transfer de căldură, până în acest moment, pentru a face Sistemul de ecuații complet, totuși, trebuie să includem fereastra transmisivă, sau cupolă, în colecția noastră pentru cuplare cu transfer de căldură. Am învățat din ecuațiile (29) și (30) cum o optică transmisivă într-un mediu fără transfer de căldură crește în temperatură. Creșterea temperaturii primei suprafețe a unei optice transmisive unde există transfer de căldură de la suprafețe rezultă din,l-2'3.15.6.7 (39)

Δ1Ï = {FoibuOO*/ (P cpt0)} + | {2Fol(a*î)05/K[(1.0/n05)]}{ Eχρ(Hα2α·τ)

X erfc[Ha (a* τ)° 5]} { erf [to/ 2 (a* τ)° 5] + exp (Hβ t0 + Hβ2 a*r) erfc[t0

/ 2 (a* τ)θ 5 + Hb (a· τ)θ 5]} + { 2 Fo2 (a* τ)°5/ κ [íerfe [to/ 2 (a# τ)° 5]} (4 n2 /(n

+ i)2)} { exp (Hb2 (Λ) btio[Hb (a· τ)θ 5]} { erf [to/ 2 (a* τ)θ 5] + exp (Hq t0

+ Ha2 (Λ) erfc[to/ 2 (a* τ)0 5 + Hq (a* τ)θ 5]} }

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe va urma 2·3.4.5.6.7

(40)

Δτ2 ■ { foíbutíi.) t/ (P Cp t0)} t { { 2 F01 (a· τ)«/ ¿lerfc [to/ 2 (a· τ)« ?]] } X { ap (K,2 oft) erfc[Ha (a· τ)»5] } { erf [to/ 2 (a· τ)» 5] + exp (Hp t0 + Hβ2 oft)

x erfc[to/ 2 (α* τ)θ 5 + Hb (α· τ)θ 5]} + { 2 fo2 (α* τ)θ 5/ κ [(i.o/πθ 5)] (4 η2 /(η + 1)2)} { exp (Hβ2 oft) erfc[Hp (α* τ)θ 5]} { erf [t^ 2 (α* τ)θ 5] + exp (H« t0)

Hq2 oft) erfc[to/ 2 (a* τ)θ 5 + Hq (o* τ)θ 5]} }

Unde:

hca = Coeficientul filmului de transfer termic pe suprafața frontală, W/cm2-eC hcP = Coeficientul filmului de transfer termic pe suprafața din spate, W/cm2-'C Hq = hca/K, cm1

Hb = hcp/K, cm1

Creșterea temperaturii la orice adâncime în optica transmisivă va urma de la,1·2,3.4,5,6.7

(41)

ΔTx = { Fo(bulL) τ/ (P cp t0)} + { { 2 Fol («* τ)°5/ K [ierfc [tx/ 2 (a* τ)o 5]] } x { erf [tx / 2 (a* τ)° 5] +Œp (H« tx + Ha2 a*t) erfc[tx/ 2 (a* τ)° 5 + Ha (a* τ)°5]} x { erf [(t0 - tx)/ 2 (a· τ)0 5] + exp (Hβ (t0 - tx) + Hβ2 oft) erfc[(t0 - tx)/ 2 (a* τ)θ 5 + Hβ (a* τ) ° 5]} + { 2 Fo2 (a* τ)θ 5/ κ [ierfc (t0 - tx) / 2 (a* τ)θ 5)] (4 n2/(n + l)2) } { erf [tx/ 2 (a* τ)° 5] + exp (Ha tx + Ha2 α*τ) erfc[tx/ 2 (a* τ)° 5 + Ha (a*τ)θ 5]} { erf [(t0 - tx)/ 2 (a*t)o5] +exp (Hb (t0 - tx) + Hb2oft) erfc[(t0 -Ix)/2(a·t)05 + Hb(a·i) 0 5]} }

Putem folosi problema eșantionului pe care am avut-o cu materialul domului AI2O3 cu o fluență incidentă de 1(0 VJ/cτa) care avea o grosime de 1 cm. Laserul va avea un timp de rulare de o (1) secundă. Din analiza noastră anterioară, am descoperit că ar fi un gradient necesar de * 600 ΦC дт . În acea problemă am avut o densitate de flux absorbită de 487,71 W/cm2. Acest lucru a creat o creștere a temperaturii de 17211 *C Дт în vrac. Presupunând că absorbția pe suprafețe a fost aceeași cu cea în vrac, densitatea de flux absorbită pe fiecare suprafață ar fi de 243,855 W/cm2. Folosind Eq. (39) (40) și (41), aflăm că creșterea temperaturii primei suprafețe, folosind același coeficient de film de transfer de căldură pe care l-am folosit pentru problema anterioară fără transfer de căldură pe suprafața din spate, ar fi 348,73 "Сдр The temperatura din centrul opticii ar fi de 25227 °Сдр Temperatura de la suprafața din spate ar fi de 748,75 'Сдр Din nou, constatăm că vom avea nevoie de aproximativ 300 W/cm2 absorbiți în suprafața din spate pentru a obține gradientul necesar anvelopei pentru daune catastrofale de șoc termic. Ceea ce găsim în această problemă, spre deosebire de absorbția de pe prima problemă a suprafeței, este că transferul de căldură este inadecvat pentru a ajunge la suprafața din spate și pentru a fi eficient împotriva acumulării gradientului de temperatură într-o (1) secundă În ambele cazuri de diferite tipuri de absorbție, un laser cu undă continuă poate oferi ceea ce este necesar

cantitatea de densitate de flux într-un interval de timp adecvat pentru a provoca șoc termic catastrofal la o optică transmisivă. Cu toate acestea, laserul cu undă continuă nu este la fel de devastator ca un laser pulsat repetitiv, așa cum vom arăta în secțiunea următoare.

Deteriorarea șocului termic de la laserele pulsate simple și repetitive

La început vom aborda condiția unui singur puise pe o componentă optică transmisivă. Pentru un singur puise, rareori ne-ar fi preocupați de dimensiunea fasciculului laser sau dacă deschiderea a fost umplută. În

cea mai mare parte, răspunsul în timp al materialului este astfel încât diametrul fasciculului nu va avea nicio consecință. Așa cum am făcut înainte, ne vom uita la condiția de limită în care optica absoarbe pe prima suprafață și nu transmite nicio lungime de undă ostilă către a doua suprafață sau trenul optic din spate. Creșterea temperaturii primei suprafețe va urma de la,14-6·7·33,3<35

(42) ΔTι = 2 Fo (α· φ)° 5/ K [(1,0/Λθ 5)]

Creșterea temperaturii la orice adâncime în componenta optică ar urma de la,1 ·4·6'7-33,34,35

(43)

Δτχ. 2 Fo (α* φ)° 5/ K {ierfc[tx/ 2(α·φ)0 5]} unde;

φ = Lățimea impulsului, FWHB, secunde

Fo = Densitatea fluxului absorbit, W/cm2 Fq = Io/ φ

Io ■ Fluenta absorbita. Jouli/cm2

Putem folosi ca exemplu un dom din germaniu. Raza laser va fi pe axă. Pentru germaniu, Qt* «03538 cm2/sec8, K = 0,59 W/cm-*C,8 a =5,7(10~6) 'C'1, Modulul de rupere = 9315 (103) N/cm2, Modulul Young = 10,76(106) N/cm2. Vom folosi o lățime a impulsului de ΐμ sec pentru un mediu cu lungime de undă de 500 nanometri. Grosimea necesară pentru a satisface Eq (10)anà (25) va fi de 4,195(10 _3) cm. Socul termic necesar pentru o defecțiune catastrofală va fi:

ATshock = 9315(103)·(1 - 0,2)/{ 10,76(10 6)*5,7(10 -6)}

ATghock = 121-5 'CAT aceeași valoare ca înainte

Densitatea de flux absorbită necesară per impuls va fi din ecuația (42)

Fo = 126,50·(0,59)/{ 1,1284· [03538· 1(10-6)]0 5}

Fo = 1,2552(105)W/cm2

Io = 12552(105)W/cm2*l(10-6) sec

Io - 0,1255 Jouli/cm2

Iar creșterea temperaturii la o adâncime de 4,195(10 ·3) cm în optică va fi 0. Devine clar, de la început, că există puține probleme cu diametrul fasciculului laser. Pentru o lățime a impulsului de 1μ sec, diametrul fasciculului laser pe cupola de germaniu ar fi, D => 9,6 (α* φ)θ 5 = 9,6· [03538*1(10 -6)]0-5 = 5,71(10" 3) cm Pe baza ecuațiilor de mai sus, fluența absorbită necesară

pentru o lățime a pușii de 1 µ sec, pe un număr de diferite domuri în infraroșu, sau ferestre, materiale, care sunt absorbante doar pe prima suprafață, este prezentat în Tabelul III.

Tabelul III.

Dom (Fereastra)	AbsorbedÁTshock Fluenţă J/cm2•c
Si	0,2049188,00
Ge	0,1255126,50
MgF2(poli)	0,00548,74
MgF2(Single)	0,022027,39
CaF^(Single)	0,008917,20
Cai^Poly)	0,0497120,00
7rS	0,0630124,00
ZnSe	0,037674,00
MgO(poli)	0,029228,00
À12O3 (Cz)	0,0857148,00
Bal$	0,01343252
SrF2	0,015937,50
LiY^	0,023560,91
SiO2(silice topită)	0,2010148200

A doua noastră considerație, desigur, este pentru lungimile de undă care sunt transmise prin componenta optică Există o serie de considerații atunci când se evaluează creșterea temperaturii și gradienții prin componenta optică. Sunt similare cu cele pe care le-am discutat pentru problema undelor continue. Le, absorbția în vrac și absorbția care ar trebui așteptată pe suprafața opticii.25,26,27,28,29 Creșterea de temperatură a vracului se găsește din ecuația (26)vfavit (T) se înlocuiește cu (ϕ) FWHB. Creșterea de temperatură a primei suprafețe va decurge din ecuația (28), iar creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe va urma din ecuația (29) Creșterea de temperatură pe prima suprafață,1 7,3 .4,5,67

(44)

ΔT| = { Fo(butfc) ♦/ (ρ cp t0)} + {2 Foi (“· Φ)° '/ K[(1.0/π» ?)]}

+ { 2 Fq2 (α' Φ)°5/ κ [Ierfc [íθ/ 2 (α· φ)°5]] (4 η2/(η ♦ I)2)}

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe, sau din spate, va urma de la,17.3,4.5.67

(45)

AT2 « { Fo(buifc) ♦/ (P cp t0)} + { 2 F01 (α· φ)θ 5/ K [ierfc [to/ 2 (a# ϕ)o 5]] }

+ { 2 Ftó (a* Φ)° 5/ κ [(1.0/πθ 5)] (4 n2/(n + 1)2) }

Gradientul de temperatură prin optică, la vârful pulsului, va fi găsit în același mod ca Eq (31) cu aceleași ajustări. Cresterea temperaturii prin optica urmeaza fronti,1.2,3,4,5.67

ATX = { Fo(buiL) Φ/ (p cp t0)} + { 2 FOI (α* φ)0,5/ κ [ierfc [t*/ 2 (a·ϕ)o 5]] }

+ { 2 Fo2 (α· φ)θ 5/ K [(t0 - tx) / 2 (α· ϕ)0 5)] (4 n2/(n + 1)2) }

SPIE Voi. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 109

Mediu cu laser pulsat repetitiv

Pentru cazul Puls repetitiv, vom începe cu condiția de limită ca lungimea de undă să fie astfel încât optica să nu transmită. Adică, lungimea de undă este absorbită pe prima suprafață, în același mod ca limita de undă continuă discutată mai sus. Totuși, la început, trebuie să construim expresia pentru un (1) ciclu. Există două componente ale ciclului, componenta de încălzire și componenta cflfll down. Componenta de creștere a temperaturii este reflectată în ecuația. (42) Creșterea de temperatură rămasă la sfârșitul componentei de răcire se constată, pentru un ciclu, de la,L<.6,7,34,35

ΔT = 2F0 O* 0 5/ K [(1.0/πθ 5)][χθ.5 - (t . f)0 5] unde:

φ « Lățimea impulsului, FWHB, secunde

T = Timp de răcire, secunde

Fo = Densitatea fluxului absorbit, W/cm2, Fq = Iq/Φ

Io = Fluenta absorbita, Jouli/cm2

Preocuparea noastră majoră este totuși problema ciclului pulsat repetitiv. Creșterea temperaturii primei suprafețe combină apoi frecvența și numărul de cicluri. Deci că,!-4·67 Or35

(48)

Pentru D => 9,6 (a* Ω 1 h)θ 5; la > 4,8 (a; Ω 1 n)0 5

Di « 2 ì Fo a· o з/ κ [(io/ros)][Ω-o.з. (Ω-i - ♦)° 5] unde:

Ω « FYecvență, ciclu s/sec

„Numărul de cicluri

Creșterea de vârf a temperaturii la sfârșitul oricărui puise, pe prima suprafață va urma de la L4,6,7,34,35

(49) Ford «> 9,6 (a* Ω-i h)θ 5; la> 4,8 (a* Ω-i η)o 5

Δt, - 2f0 (a* 1)0 5/ κ[(1.0/po5)] + 2(η . 1) F„a·0 5/ k[(i.o/pθ5)][Я-w.(Oh- i - <)o5]

Sub suprafață, totuși, materialul nu poate răspunde la impulsurile individuale. Materialul subcutanat răspunde la puterea medie, astfel încât, folosind din nou (t0) ca grosime completă a opticii, creșterea temperaturii la o anumită adâncime (tx) se găsește de la 1,4·6'7-34

(50) Pentru D => 9,6 (O* Ω-1 η)θ 5; până la > 4,8 (O* Ω ' η)θ 5

Δη - 4 π Ω Fo φ (α· Ω-ι η)oз /κ {ierfc [tx/2 (α· Ω i η)θ з]}

Pentru condiția la limită în care grosimea este mai mică decât cea cerută pentru unidimensionalitate, adică Regimul II 1,2,6,7,35t, creșterea temperaturii pe prima suprafață va urma de la,l'2'6,734,35

(51) Pentru d -> 9,6 (α· Ω 1 η)0 5; 0,6 (α· Ω-i η)o 5< t0 <4,8 (α· Ω-i η)θ з

Δ = al 2-lea Fo a·o.5/ κ [(io/πo5)][qo.5 - (Ω 1 - ♦)0·5] - 4 π Ω Fo φ (a· Ω 1 η)o·5/ κ χ {ierfc [to/2 (a; Ω-1 n)0 5]} { erfc [to/2 (a* Ω 1 n)°·5] - exp (H0 t0 + H02«; Ω-i n) erfc [to/2 (a· Ω-i η)°·5] + Ho (a· Ω'1 η)θ·5 } + 4 π Ω Fo φ x (a· Ω i η)θ 5 /κ { ierfc [to/2 (a· Ω-i η)θ 5]} + 4 π Ω Fo φ (a* Ω1 η)° 5 /κ { 1/ πθ 5 } { erfc [to/2 (a· Ω - 1 n)0·5] - exp (Hot0 + H02 a* O-i n) x erfc {[tx/2 (a* O-i n)θ 5] + [Ho (o* O-i n) i 5] } }

Temperatura la o anumită adâncime (tx) în componenta optică se găsește de la,l-4 6'7'34,35

da

Pentru D => 9,6 (a; Ω-1 n)0 5; 0,6 (a·Ω-1 n)o.5< până la <4,8 (a·Ω-1 n)0·5

Δtx = 4π Ω Fo Φ (a·Ω-i n)<>·5/κ {ierfc [tx/2 (a·Ω-i n)0·5]} + 4 p Ω Fo φ x(a*Ω -in)°5/k { 1/ π°5 } {erfc [to/2 (afΩ-in)°5] -eq>(Hoto + H02a·Ω-in)erfc {[tx/2 (α*Ω -in))°5] + [H0(α·Ω-!n)°5] } }

Putem prezenta un exemplu de probleme, așa cum am făcut pentru problema undelor continue. Vom folosi aceleași materiale pe care le-am folosit pentru Tabelul I. Pentru acest set vom folosi un laser pulsat repetitiv care funcționează la 100 Hz. Vom găsi grosimea necesară pentru șoc termic la sfârșitul a 100 de puise, sau cicluri, adică 4 O (1) secundă. Se presupune că fasciculul laser împlinește întreaga deschidere și absoarbe doar pe prima suprafață, adică nu se transmite prin suprafața din spate. Vom determina fluenta maxima absorbita astfel incat socul termic sa se produca la cresterea temperaturii de varf pe ultimul puise. Pentru această problemă vom folosi o lățime de puise de 1μ sec. Putem găsi grosimea maximă necesară a domului, sau ferestrei, modificând Eq (25) astfel încât,1 4'6·7·34.35

да

(κ/2) {π/(α·Ω1η)}θ5^ => κ(6,25)

apoi,

t0 = ΐ2,5o/{π/(α·Ω1η)}θ5

Pentru problema noastră, Ω1 T] = 1,0 secunde

Tabelul IV.

Ω = 100 de cicluri/secundă T] = 100 de cicluri

Dome	Peak PuiseAbsorbedÀTshockto
(Fereastra)	Temp. 'CFfluenta J/cm2•ccm
Si	125.750.1362188.004.86
Ge	84.620.0741126.504.20
MgF2(poli)	5.850.00328.741.16

MgF2(Single)	18.320.014724.39236
Caf^(Single)	11.510.005317.201.33
Cal^(Poly)	80.270.0333120.001.33
ZnS	82940.0481124.00209
ZnSe	67.000.034474.00224
MgO (poli)	16.720.051028.000.74
AI2O3 (Cz)	94.960.0596148.00250
Bal^	28.170.009032521.65
SrF2	25.080.009837.501.33
LiYEf	42680.016060.910.97
SiO2 (fuzionat)	991.300.13421482000.65

Tabelul V.

Ω = 1000 cicluri/ secundă T| = 100 de cicluri

Dome	Peak PulseAbsorbedΔτ șoc la
(Fereastra)	Temp. °CFfluenta J/cm2•ccm
Si	73.270.0794188.001.54
Ge	49.300.0432126.501.33
MgF2(poli)	3.410.00198.740.52
MgF2(Single)	10.670.008627.370.75
Ca^(Single)	6.710.003117.200.42
CaF^Poly)	46.770.0194120.000.42
ZnS	48.330.0280124.000.66
ZnSe	39.040.020074.000.71
MgO(Poli)	9.740.029625.000.23
A120з (Cz)	55.300.0347148.000.79
Bal$	16.410.006832520.52
SrF2	14.580.005737.500.42
LiYrç	24.870.009660.910.31
SiO^Fused)	577.620.07821482000.20

Pentru a face acest segment complet, trebuie să discutăm condiția la limită atunci când diametrul este mai mic decât necesar pentru o dimensionalitate. Acest caz este același pe care l-am arătat mai înainte pentru oglinzile reflectorizante33.35 și pentru mediul undelor continue, discutat mai sus. Din nou, stabilim condiția limită ca mediul laser ostil să fie produs de un diametru al fasciculului mai mic decât fereastra, sau dom, astfel încât să existe difuzie radială care va disipa energia atât în componenta axială, cât și în cea radială. Pentru

cazul nostru în care grosimea componentei optice este suficientă pentru a face componenta axială unidimensională, am găsi că creșterea temperaturii pe prima suprafață va urma de la,1.16,7,34,35

(54) Pentru D < 9,6 (O* Ω1 η)θ 5; Ìq > 4,8 (a* Ω1 η)0 5

ΔTι = 2 η Fo a· θ 5/ κ {[(ι.o/πθ 5)]. [ierfc [r/2(a* Ω-1 η)°·5]]}
[Ω-θ 5. (Ω1 - 5]

Creșterea temperaturii la o anumită adâncime (tx) în componenta optică se găsește de la,1 4,6.7,34,35

(55) Δτχ = 2 η Fo a* 0 5/ κ {[ierfc [tx/2(a* Ω 1 η)o 5]]. [ierfc
[(tx2 + R2)0 5

/2(α· Ω-ι η)o 5]]} [Qo.5. (Ω-ι - φ)o.з]

Următorul pas, desigur, este să ne uităm la cazul în care grosimea este mai mică decât ceea ce este necesar pentru o singură dimensiune. Din nou, ne vom uita la o grosime care se încadrează în regimul H 1.2,6.7,35 Pentru această valoare de limită, atunci, creșterea temperaturii pe prima suprafață va urma de la, 1.4.6,7,34,35.

(56) Pentru D < 9,6 (a* Ω 1 n)θ 5; 0,6 (a· Ω-1 n)o.5< până la <4,8
(a* Ω i n)θ 5

ÁTj = 2 η Fo α; 0,5/ κ {[(1,0/po 5)]. [ierfc [r/2(a; Ω-1 n)o 5]]}
[Ω-o 5. (Ω i - φ)o 5] -4πΩΓof(a; Ω'1 n)θ 5 /K {ierfc [to/2 (a* Ω1 η)° 5] - [ierfc[(t02 + R2)0 5 /2(a· Ω-1 η)0 5]]} { erfe [to/2 (a· Ω i η)o 5] - exp (Ho t0 + Ho2 a* Ω 1 η) xerfe [to/2 (α·Ω-η)0 5] + η0 (α·Ω-η)o.5 } + 4 π Ω Fo φ (a· Ω-i η)θ5 /κ {ierfc [to/2 (a* Ω-i η)θ·5]. [ierfc[(to2 + r2)o5 /г(ae Ω-i η)° 5]]} + 4 π Ω Fo x φ (a* Ω-i η)0·5 /κ {[(1/ πθ 5)] . [ierfc [r/2(a* Ω-i h)°·5]]} { erfe [to/2 (a· Ω i xT|)°5] -exr(H0^ + H02a·Ω ìn)erfc { [la/2 (a*Ω*in)°·5]

+ [Ho(a*O-in)05] } }

Temperatura la o anumită adâncime (tx) în componenta optică se găsește din următoarele, 1.4,6,7,34,35

(57)

Pentru D < 9,6 (a; Ω-1 n)0 5; 0,6 (a; Ω-i h)o 5< până la <4,8 (a; Ω i h)° 5

ΔtΣ = 4 π Ω Fo φ (a* Ω-i η 5 /κ {ierfc [tx/2 (a· Ω-i η)°·5] - [ierfc[(tx2 + R2)0 5 /2(a * Ω-i η)o 5]]} + 4 π Ω Fo Φ (a; Ω-i η)° 5 /κ {[(i/ π° 5)] - [ierfc [r /2(a* Ω -i n)° 5]]} {erfe [t0 /2 (a* Ω-i n)° 5]. exp(Hot0 + Hco2a* Ω-i n) erfe {[t0 /2 (a· Ω-i η)0 ·5] + [Ho (a* Ω-i η)o 5]} }

Dacă avem un diametru al fasciculului laser, așa cum este sugerat de ecuația (57), trebuie să stabilim dacă ne aflăm în regim de difuzie sau în afara acestui regim. Suntem în interiorul regimului de difuzie, dacă respectăm aceleași criterii ca înainte. Din nou, presupunând că nu există nici un transfer de căldură de la oricare dintre suprafețe, odată ce optica iese din regimul de difuzie, calculul nostru revine la Eq (5i)anà Eq (52) Putem calcula regimul de difuzie într-un mod similar ca înainte cu modificarea componentei timp Regimul de difuzie este definit, atunci, astfel încât,l>4.6.7,34,35

(56)

Ra =>{ 5(a* Ω'1 T|)° 5 + Ro } ; sau, Ω1 T)<= {(Ra - Ro)/5} 2 ofl unde;

Ro ■ Raza fasciculului laser, cm

Rq ■ Raza componentei optice cm

R)ț « Raza care este Rq > R^ > Ro, cm

Dacă dorim să cunoaștem temperatura la o anumită rază, în funcție de o anumită adâncime în componenta optică, am găsi că temperatura crește de la următoarele 1l'4-6'7-34,35

Pentru d < 9,6 (de Ω-i n)0 5; 0,6 (din Ω i η)° 5< până la <4,8 (din Ω-и η)°з

Pentru Ra =>{ 5(a·Ω'1 T|)θ5 + Ro}; sau, Ω1 Tț<= {(Ra - Ro)/s}2 a*"1

ATr^ = (4 π Ω Fo φ (din Ω i η)° 5 /κ {ierfc [tx/2 (a* Ω-ι η)° 5] - [ierfc[(tx2 + R2)0-5 /2 (a· Ω-i η)° 5]]} + 4 π Ω Fo φ (cf Ω i η)o з /κ {[(1/ πθ 5)] - [ierfc [r/2(a* Ω- i x)0 5]]} {erfc [t0/2 (din Ω-i η)°з] -exp(Hoto +H^a'Ω-in)erfc {[t0

/2 (a· Ω i n)θ 5] + [н0 (a· Ω-i n)0·3]} } j | erfc Rç - Ro)/2 (din Ω-i η)05) + { [9Ro2 - 2(Ro Rç) - 7R^2] din Ω'1 η / (32 Rol 5 bx2 5) } iZerfc (pц . r0)

/2(ofΩ-in)P5) fin(2)

După cum am sugerat anterior, atunci când optica este în afara regimului de difuzie, ne-am întoarce la ecuația (52). Creșterea temperaturii pentru această condiție ar fi găsită de la, 1.4.67,34.35

(60)

Pentru D < 9,6 (a; Ω-i n)θ 5·, 0,6 (din Ω-i n)° 5< <4,8 (a; Ω-i n)0·5

Pentru Ra <{ 5(a·Ω-1 n)θ 5 + r0}; sau, Ω'1 T|> {(Ra - Ro)/s}2 din'1

ATrç = { 4 π Ω Fo φ (din Ω-ι η)° з /κ {ierfc [tx/2 (oí* Ω-ι η)θ з]} + 4 π Ω Fo φ (din Ω-ι

X η)° 5 /κ { 1/ πθ 5} { erfc [to/2 (of Ω-ι η)°5] - exp (Hot0 + Ho2 α* Ω-ι η) erte [tx

/2 (α· Ω-1 η)θ 5] + [Ho (din Ω-1 η)° 5] } } } { (Ro/R^)° 5 erfc((Rç - Ro) /2 (din Ω -1 X 11)05) + { (Rț - Ro)(de Ω-1 η)θ 5/ 4 Roû 5 R^l 5} ierfc ((R^ - Ro)/2 (de Ω'1 T)) P 5)

/ SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989)

+ { [9Ro2 - 2(Ro Rç) - 7Rç2] Q* Ω1 T] / (32 Rol 5 R^2.5) } i2erfc ((βξ . Ro) /2 (oΓΩ-ΐη)P5)} în (2)

De asemenea, în utilizarea regimului de difuzie, ecuațiile sunt modificate pentru a asigura o constrângere de timp asupra deschiderii care este umplută sau nu pentru a determina creșterea temperaturii în timp real. După cum am indicat mai înainte, aceasta este o nuanță, dar este foarte importantă în determinarea creșterii temperaturii în diferitele limite de timp.

Puls unic și repetitiv, cu absorbție și transmisie de suprafață și în vrac

După cum am văzut în mediul cu undă continuă, vom avea o optică care transmite lungimea de undă mai des și decât nu. Trebuie, atunci, să evaluăm creșterea temperaturii pe suprafețele din față și din spate și în volum, atunci când sunt supuse la un laser. care se află la o lungime de undă care va fi transmisă de componenta optică. Trebuie să începem cu creșterea temperaturii în vrac, ca urmare a fluenței incidente care trece prin optică. Trebuie, deci, să modificăm ecuația (26) pentru a satisface condiția puise. Atunci, pentru un singur puise am găsi,l'4'6^<34,35

(61)

ATbulk T · fo(buiE) ♦/ (P cp to) unde:

φ = Puls, FWHB, secunde

P » Densitatea, g/cm3

cp ■ Căldura specifică, Jouli/g-'C

t0 = Grosimea componentei optice cm

β » Absorbţie, cm'l

fo(bulk) = densitatea fluxului absorbit, W/cm2 FoCbulk) = !<>/♦

Io ■ Fluenţa incidentului, Jouli/cm2

(62)

Fo(buifc) - { 1,0 - exp(- β t0)} Io / φ

Creșterea de temperatură a primei suprafețe a componentei optice transmisive bazată pe absorbția anticipată sau măsurată, cu deschiderea complet umplută, pentru un singur pas, va urma de la, 1,4,6,7,34,35.

(63)

ΔTι = { Fotbulfc.) ♦/ (P 4> t0)} + { 2 *01 (a* Φ)°5/ κ [(W я»')]}

+ { 2 Fo2 (a* ϕ)° 5/ K [ierfc [la/ 2 (a* ϕ)° 5]] (4 n2/(n + l)2)}

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe sau din spate va urma de la,14-6-7-34,35

(64)

Δτ2 - {FoibtiO,) ♦/ (P cp la)} + { 2 F01 (a* ϕ)0,5/ K [ierfc [V 2 (a* φ)o 5]]}

+ { 2 Foz (a* φ)° 5/ κ [(1.0/πO 5)] (4 n2/(n + i)2)}

SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 115

Unde:

F0| = Absorbție pe prima suprafață, W/cm2

Fq2 = Absorbție pe suprafața din spate, W/cm2

Π = indicele de refracție la lungimea de undă de interes

Gradientul prin optică în timpul pușii se găsește de la,1'4'6,7.34,35

(65)

Δτκ = { Fo(buik) ♦/ (p cp t0)} + { 2 FO1 (α* φ)θ 5/ K [ierfc [tx/ 2 (de φ)θ 5]] }

+ { 2 Fq2 (a* τ)θ 5/ κ [ierfc [(t0 - tx) / 2 (a* τ)° 5)]] (4 n2/(n + l)2)}

În același mod, trebuie să determinăm creșterea temperaturii în vrac atunci când optica este supusă unui mediu laser pulsat repetitiv. Urmăm aproape același curs ca și cu ecuația (61) Pentru condiția pulsată repetitivă am găsi creșterea temperaturii. în mare parte din următoarea expresie,1'4-6'7-^.35

(66)

ATьиiк x - { 2 я Ω foibutt.) f η(Ω-ι)/ (p cp t0)} care se reduce la;

ATbuit x - { 2 π η F0(cap.) ♦ / (P ч> t0)}

Unde:

Ω = Rată de hertzi, frecvență, cicluri/sec

f « Puls, FWHB, secunde/ciclu

T] » Numărul de cicluri

Pentru deschiderea noastră complet umplută, putem găsi creșterea temperaturii suprafeței frontale de la, 1.4.6,7,34,35

ForD=>9,6 (αΏ^η)θ 5

ATj = { 2 π η Fo(buífc) ♦/ (p cp t0)} + { 2 η F01 (α·)θ 5/ κ [(i,o/πθ 5)]} { b-o.5

- [Ω'1 - Φ]°5} + { 4 π Ω f02 Φ (α* Ω*1 η)°5/ κ [ierfc [to/ 2 (α· Ω'1 η)θ 5]] x(4Π2/(Π + I)2) }

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe sau din spate va urma de la,1 -4,6,7,34,35

Pentru D ■> 9,6 (Qt* Ω'1 η)θ 5

(68)

ΛT2 = { 2 Я η Foíbuft.) ♦/ (P cp t0)} + { 4 Я Ω Fol f (α* Ω · η)«5/ κ [ierfc [t0

/ 2 (oΓ Ω-ι η)» 5]] } + { 2 η Fw (a·)»5/ κ [(i.o/я« 5)]} { Ω » 5 - [Ω-и - φ]cei 5}

x(4n2/(n + l)2)}

Într-un mod similar, trebuie să determinăm gradientul de temperatură prin componenta optică. După cum am văzut cu problema undelor continue, gradientul de temperatură se retrage pe măsură ce se evaluează temperatura de la prima suprafață și se apropie de centru. Pe măsură ce se merge de la centru spre suprafața din spate, temperatura începe din nou să crească. De asemenea, constatăm că temperatura de pe fiecare suprafață continuă să o întărească pe cealaltă pe măsură ce timpul de funcționare al laserului crește. După cum s-a subliniat mai devreme, pentru ca șocul termic să funcționeze, timpul de rulare și fluența trebuie să fie de o astfel de ordine încât optica să nu se poată termoliza sau să normalizeze gradientul de temperatură. Creșterea temperaturii la o anumită adâncime (tx) este găsit din,1'4'6·7·34^

ForD->9.6 (oΓΩ-íη)0 5

(69)

Δtx = { 2 π η Fo(bufll)'♦/ (P cp t0)} + { 4 π Ω F01 φ (α; Ω 1 η)θ 5/ κ [ierfc [tx / 2 (o* Ω1 η)o 5 j] } + { 4 π Ω Fo2 φ (a* Ω1 η)° 5/ κ [ierfc [(t0 - tx) /2(a·^ η)05)]] (4п2/(п + i)2)}

Următorul nostru set de condiții se va ocupa de problema în care diametrul fasciculului laser ostil nu satisface limita pentru unidimensionalitatea din componenta radială. Folosind condițiile de limită similare care au fost utilizate pentru problema undelor continue, creșterea temperaturii primei suprafețe va urmează de la,1 LD ,7,34,35

Pentru D < 9,6 (O* Ω1 n)° 5

(70)

ATj. { 2 π η F0(buifc) ϕ/ (p cp t0)} + { 2 η Foi (α·)o 5/ κ [(i.o/πθ 5)]. [ierfc [r

! 2 (a; Ω-!)θ5]]} { Ω-0,5 - [Ω-1 - φ]°·5} + {4 π Ω Fo2 φ (a; Ω1 η)θ 5/ κ

% [ierfc [t0 / 2 (a* Ω1 η)° 5]. [ierfc [(t02 + R2)0 5/ 2 (a* Ω-1 η)° 5]]] 0 n2/(n + i)2)}

Creșterea temperaturii suprafeței din spate va urma de la, 1-4-6'7'34'33

(71)

Pentru D< 9,6 (εΩ-in)° 5

Δt2 « { 2 π η Fo(5uUi) ♦/ (p cp t0)} + { 4 π Ω Fo1 f (α; Ω1 η)° V κ [ierfc [t0

/ 2 (a* Ω1 h)° 5]. [ierfc [(t02 + R2)0 5/ 2 (a* Ω1 η)°-5]]]} + { 2 η Fo2

x (α·)0 5/κ{ [(1,0/πθ 5)]. [ierfc [r/ 2 (α; Ω-^θ 5]]} } { Ω-θ 5. [Ω-1 - φ]° 5} x(4n2/(n + l)2)}

Temperatura la un moment dat (tx) prin componenta optică va fi găsită din următoarea expresie, 1-4'6·7'34'35

(79)

RoGykthLia^O-in)°5

Δτχ = { 2 π η F0(buOl) Φ/ (P cp t0)} + {4 π Ω φ Foi («* Ω 1 η)°5/ κ [ierfc [tx / 2 (α* Ω'1 η) ° 5] - [ierfc [(t02 + R2)0 5/ 2 (α* Ω-1 T¡)°5]]]} + {4 π Ω FO2 φ κ (α* Ω1 η)°5 / κ [ierfc [(t0 - tx) / 2 (α* Ω-1 η)° 5)] - [ierfc [((t0 - tx)2 + R2)0·5 / 2 (α· Ω-ι η)θ5]]] (4 n2/(n + ί)2)}

Din nou, avem distincția între deschiderea plină și regimul de difuzie. Așa cum am făcut cu problema undelor continue, trebuie să calculăm creșterea temperaturii la o anumită rază în afara fasciculului laser. Acest lucru, desigur, se distinge prin timpul de rulare al laserului,

proprietățile de transport termic al componentei optice și diametrul componentei optice.

Creșterea temperaturii la o anumită rază (Rç) îndepărtată din raza fasciculului laser, în regimul de difuzie, va urma de la, 1Л.6.7.34.35

(73)

Pentru D < 9,6 (a* Ω-1 n)° 5; R« => R^ < Ro

Pentru Ra => {s<a*n·· n)°5 + Ro}; sau, Ω-·η<. {(Ra-RoJ/Spa·-!

ΛTβξ = { { 2 π η Foíbutt.) ♦/ (p cp to)} + { 4 π Ω ♦ F01 (a· Ω-i η)0'/ κ [ierfc [tx / 2 (a* Ω-i η))°5] - [ierfc [(t02 + R2)0 5/ 2 (din Ω-i η)° 5]]]} + {4ΛΩ Fq2 φ κ (a* Ω-i η)° 5/ κ [ierfc [(t0 - tx) / 2 (a* Ω-i n)°5)]. [ierfc [((t0 - tx)2 + R2)0-5 / 2 (a; Ω-1 n)ΰ 5]]] (4 n2/(n + l)2)} } { (Ro/R^)° 5 erfc((Rç - Ro)/2 (cf Ω-i η/> 5) + {(Rç - Ro)(a^-1 η)°5/ 4 RoÛ5βξι5} ierfc ((R^ - Ro) /2 (Qf Ω-lT])P5) + {[9Ro2 - 2<Ro Rç) - 7R^2] Cf Ω-1 η / (32 Rol 5 Rț2 5)} iZerfc ((βξ _ Ro) /2(„·O-in)05)}in(2)

Creșterea temperaturii la o anumită rază (Rç) îndepărtată din raza fasciculului laser, care nu se află în regimul de difuzie, Le, care apare acum ca o deschidere plină care este izolată la raza exterioară pentru a preveni pierderea oricărei energie, va urma din ,14.6.7,34,35

(74) Pentru Ra => Rç < Ro

Pentru Rq < { 5(a* Ω 1 T|)θ 5 + r0 } ; sau, Ω'1 η> {(Ra - Ro)/5 } 2 din 1

ΔTβξ = { 2 π η Fo(bufli) Φ/ (p cp t0)} + {4 π Ω Foi f (α* Ω'1 η)°5/ κ [ierfc [tx / 2 (de Ω-ι η) ° 5]] } + { 4 π Ω Fq2 Φ (din Ω-ι η)° 5/ K [ierfc [(t0 - tx)

/2(α-Ω-ΐη)0 5)]](4 η2/(η + 1)2)} JI (Ro/Kξ)0 5 erfc((Rț - Ro)/2 (din Ω1 η)P 5) + { (Kξ - Ro)(a*Ql η)0 5/ 4 RqÛ5 R^l 5 } ierfc ((R£ - Ro)/2 (din Ω'1 T|)Û 5) + { [9RO2 - 2(Ro Rç) - 7Rç2] α· Ω-1 η / (32 Rol 5 βξ2.5) } i2erfc ((R^ - Ro)

/2 (cf Ω-1 V 5)} în (2)

Așa cum am făcut cu condiția de undă continuă, vom oferi o mostră a modului în care ecuațiile unidimensionale funcționează pentru a oferi o distribuție a temperaturii pe suprafețe și pe cea mai mare parte a opticii. Putem folosi aceeași mostră de AI2O3 pe care am folosit-o înainte. Vom continua cu lățimea pulsului Iți sec și o optică de 3,0 cm grosime. Vom folosi 100 de cicluri/sec pentru 100 de cicluri și o fluență incidentă de 4,775 (1θ5) W/cm2 - densitatea de flux de vârf a ciclului care asigură o putere medie de 300 W/cm2 și o fluență de vârf de 0,4775 Jouli/cm2 - ciclu. Putem vedea din Eq fiS^ că pentru fiecare puise, volumul va absorbi,

ATьиiк τ = { 2π η F0(bulíí.) ♦ / (p cp t0)}

Unde;

Fo(buík) = { 1,0 - op (- 5(1O-2)·3) } 4,775 (105) W/cm2 - ciclu

Fo(buOl) = 6,6512 (10*) W/cm2- ciclu

ATbulk = 6,283 (100 de cicluri) (6,6512)10* W/cm2- ciclu (10-6) sec / {(3,98 g/cm3) 3 cm

X (0,712 W-sec/g-'C)}

ATbulk 'C = 4,92 -C

Din nou, vom presupune că absorbția pe suprafața din față și din spate este aceeași cu valoarea totală în vrac. Adică 33,256(103) W/cm2 - ciclu pe fiecare suprafață. Creșterea temperaturii pe prima suprafață, apoi va urma din ecuația (67) astfel încât,

ΔT1 - { 2 π η Foíbutfc) ♦/ (p cp t0)} + { 2 η F01 (α·)° '/ κ [(ι.o/π° э)]} { Ω-o з

4 Я Ω Fq2 φ (α*Ω-ι Tț)0 5/K[ierfc [to/ 2 (α* Ω4 η)05]](4 n2/(n + i)2)}

ΔTi » 4,92 'C + { 100 cicluri (33,256) 1θ3 W/cm2 - ciclu

X (0,0625 cm2/sec) θ 5 (1,1284) (5) 10-6 sec° 5

/0,1771 W/cm-'c} +0

ΔTi « 28,39 'C

Creșterea temperaturii pe suprafața din spate se găsește din ecuația (68) astfel încât,

At2 = { 2 Я η Fo(bufll) Φ/ (p cp t0)} + { 4 Я Ω F01 φ (α; Ω4 T])° 5/ κ [ierfc [t0

/ 2 (α· Ω-1 η)° 5]] } + { 2 η Γoг (α·)° 5/ κ [(I.O/πθ 5)] } { Q-0.5 - [Ω-1 - Φ]O 5 } x(4Π2/(Π + 1)2)}

Δt2 = 4,92 'C + O +{ 100 de cicluri (33,256) 1θ3 W/cm2 - ciclu

X (0,0625 cm2/sec)°5 (1,1284) (5) l(T6secO5

X (1,4854)/0,1771 W/cm-ec}

AT2 = 39,78 *C

Am văzut deja că gradientul de temperatură al șocului termic necesar pentru A120j este de 148 °C pentru un material care satisface ecuația (53) Așa cum am făcut mai înainte, trebuie să găsim gradientul de

temperatură pentru șocul termic pentru jumătate din grosimea opticii care transmite energia laserului. Apoi,

(K/2) {π/(α·Ω-ί̋η)}o5|;0 «> κ(β.25)

și,

t0- ί̋250/{π/(α·Ω-ί̋η)}θ5

Pentru problema noastră, jumătatea de grosime necesară ar trebui să fie de 1,763 cm. Cu toate acestea, jumătatea noastră de grosime este de 1,50 cm. Atunci, gradientul de temperatură de șoc termic necesar pentru problema noastră va trebui să urmeze ecuația (II) astfel încât,

Forto (hc) < K (6,25)

AτЛосκ-{ εE(ί̋-ν)/(Eα)} { κ(6,25)/ t0(hc)}

hc = κ{π/(α*Ω-ι η)}° 5/ 2

hc = 0,6278 W/cm2-'C

ΔTșoc = { 1,23(10-3)·56(10 6)*(1 - 0,2)/(56(106)*5,8(10 '6))}

χ {θ. 1771*6,25/ (1,5*0,6278)}

Δτ șoc = 199,41 *C

Ceea ce vedem pentru problema noastră este că absorbția pe a doua suprafață va trebui să fie substanțial mai mare decât volumul. Constatăm, deci, că avem nevoie de o valoare a absorbției pe suprafața din spate de (199,41 + 4,92)/ 39,78 = 5,151. Trebuie să absorbim pe suprafața din spate ceva de ordinul a 1,71 (105) W/cm2 - ciclu dacă masa absoarbe 6,6512 (104) W/cm2 - ciclu. Folosind din nou ecuația noastră.

ΔT2 = 4,92 *C + 0 +{ 100 de cicluri (17,13) 104 W/cm2 - ciclu

X (0,0625 cm2/sec)°5 (1,1284) (5) lO^sec0^

X (1,4854)/0,1771 W/cm-oc}

ΔT2 » 207,57 „C

Creșterea temperaturii în centrul opticii ar urma din ecuația (69), astfel încât

Δτ, - {2 π η FotbuO.) ♦/ (p cp t0)} + {4 π Ω F01 ♦ (α· Ω-ι η)» ν κ [ierfc [tx

/ 2 (α'Ω-1 η)β?]]} + { 4 π Ω Fo2 φ (α· Ω ι η)°·5/ κ [ierfc [(t0 - tx)

/ 2 (α* Ω-ι η)θ 5)]] (4 n2/(n + 1)2) }

Δτχ = 4,92 *C + O + O

Δτχ = 4,92 °C

Ecuația (69) reflectă faptul că intervalul de timp este prea scurt pentru ca centrul opticei să obțină orice întărire a temperaturii fie din față, fie din spate. În esență, difuzia termică a materialului este prea lentă pentru a permite orice impact al absorbției pe oricare dintre cele două suprafețe în intervalul de timp de o (1) secundă. Acest lucru este mai ușor de vizualizat, poate, atunci când arătăm asta

1,5 cm/(2 * (0,0625 cm2/sec · 0,01 sec/ciclu · 100 cicluri)^) = 3,0

Din anexă, cititorul va observa că 2 ierfc (3.0) = 0. Adică valoarea lui t0 depășește 4.8 (α* Ω-ι η)° 5. Și, de aceea, ecuațiile sunt condiționate pentru una dimensionalitatea și diferitele regimuri în funcție de grosime pentru acele ecuații care sunt utilizate pentru absorbția primei suprafețe. Privind la oricare dintre ecuațiile de mai sus, se va observa că această expresie este controlul timpului de difuzie pentru temperatura de pe orice suprafață.

Pentru problema noastră, trebuie să absorbim de peste cinci (5+) ori mai multă fluență pe suprafața din spate decât o facem în vrac. Potrivit Wood29, aceasta nu este o cantitate enormă de absorbție la suprafață în comparație cu absorbția în vrac. În plus, am făcut presupunerea inițială că absorbția este egală pe spate și pe față. Nu există nimic turnat în piatră care să facă acest lucru neapărat adevărat. La fel de bine s-ar putea ca echilibrul absorbției să fie denaturat în favoarea spatelui sau a față După cum subliniază Wood29, cantitatea de absorbție va fi în funcție de calitatea suprafețelor, adică zgârieturi, urme, resturi. , și material care se condensează pe suprafețele optice. Ar trebui să ne așteptăm ca optica de producție să nu aibă aceeași calitate ca cele care sunt generate pentru laborator. În consecință, pragurile de deteriorare pot fi substanțial mai mici pentru optica de producție, vis-a'-vis, optica de laborator.

Șoc termic cu transfer de căldură-pulsare repetitivă

Așa cum am făcut cu sistemul cu undă continuă, trebuie să privim mediul laser pulsat repetitiv în același mod. Ecuația (37) este operabilă pentru ambele condiții, deoarece această ecuație abordează starea de echilibru în oricare dintre cazuri Din nou, ne vom uita la o grosime care se încadrează în regimul H. 1.2,6,35 Pentru această valoare limită, atunci, pentru în cazul mediului pulsat repetitiv am modifica ecuația (22) astfel încât,1.4.6.7.34,35

(75) Pentru ΔT j < 2 Я Ω Fq yj ϕ/ Ид

Pentru d > 9,6 (α* Ω-ι η)° 5; 0,6 (α* Ω-ι η)θ 5< t<> <4,8 (α· Ω1 η)° 5

Δi = 2 η Foa*° 5/ κ[(i.o/я° 5)]/ κ{ Ω-° 5. (Ω-i - φ)05} { Xρ(Hα2α·Ω-ιν) xerfc(Zai)} -4Я Ω Fo φ(α*Ω-η)°5 {ierfc(y)}/K{erf(ya) + exp(Hβ t0 + Hβ2α* Ω-y h) erfc(2p2)} {erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2α* Ω1 h) erfc(z)}

+ 4JC QFo |(a·Ω-in)θ5{i6Gio(γ)}/κ{ exp(Hp2a*Ω-in)erfc(zpi)}

+ 4TC ΩΓ0 φ(a·Ω1 n)θ5 {(i.o/π°5)}/K {erfc(y)- exp(toH0 +H02a·Ω-n)

x erfc(z)} { erf(ya) + exp (Hα t0 + H«2α* Ω1 h) erfc(Zai)}

Creșterea temperaturii la o anumită adâncime (tx) în optică, inclusiv creșterea temperaturii suprafeței din spate va urma de la,L4.6.7,34,35

(76)

Pentru DTX < 2 JC Ω Fo γI ϕ/ hfj - 2 JC Ω Γ yi ϕ/ h,x;

Pentru d > 9,6 (a; Ω i h)° 5; 0,6 (a* Ω1 n)° 5< până la <4,8 (a· Ω1 n)θ·5

DTX - 4 JC OGO φ(a* Ω1 ^°5{ierfc(y)}/K{erf(yț)+ exp (Hb tx

+ Hb2a*Ω-1n)6Io(zz2)} +4 л OP0 φ(a·Ω-1n)θ5 {(io/JC° 5)} / K

x {erfc(y) - exp (t0H0 + Ho2a* Ω1 η) erfc(z)} {erf(yç) + exp (Ha (t0 - tx)

+ Ha2 a* Ω 1 h) erfc(z^)}

Unde?

ha « Coeficientul filmului de transfer termic de la prima suprafață, W/cm2-'C hy = Coeficientul filmului de transfer termic de la suprafața jantei, W/cm2-°C h·} = Coeficientul filmului de transfer termic de la a doua suprafață, W/cm2 -'C

H' = (b')/K, cm1

2a2"Ya + Ha(a; Ω n)"5

Spi - Hb (α·Ω-in)0 5

Hb - (la/K + 1/Hb)1/K. cm

УC „^2(a·O-in)o.5

3ζ2 = γζ + Hβ(α·Ω-η)0 5

8a1 -Ha(a·O-in)o.5

Уa = to/2 (a; Ω-i n)o.5 zr2'Уa + Hp(a; Ω 1 n)0 5

УC = ^o-κx)/2(a· Ω i h)0 5 з& = yç + Hα (α·Ω-η)θ5

Pentru problema unui dom, sau fereastră, într-un mediu de curgere cu viteză mare, ar trebui să modificăm ecuația (39) pentru condiția de impulsuri repetitive. Creșterea temperaturii primei suprafețe a unei

optice transmisive unde există transfer de căldură de la suprafețe va urma din.1·4·6 7 34,35

Pentru ATi < 2 JC Ω Fo γi ϕ/ ha

Pentru D> 9,6 (a·Ω-min)0·5

DT| = {2 π η FoíbuO.) ♦/ (p cp t0)} + {2 η foi (αψ5/ κ [(ил/«° ')]} {Ω » 5 - [Ω-ι - ♦]«?} { eжp (ty a; Ω-i h) erfc(Zai)} {erf(yQ) + exp (Hb t0

+ Hb2a; Ω-i h) erfc(zp2)} + { 4 π Ω Fo2 φ (a; Ω-i h)° 5/ κ [ierfc [t0

/ 2 (a; Ω-i n)θ5]] (4 n2/(n + 1)2)} { exp (Hβ2a; Ω-i n) erfcțzpj)} {erf(ya) + exp (Ha t0 + Hα2 a· O-i h) erfcisçû)}

Creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe sau din spate va urma de la,1.<¿,7,34,35

Pentru ΔTi < 2 Я Ω Fo γ1 ϕ/ ha

ForD=> 9,6 (a·Ω-1 η)0 5

(78)

Δτζ = { 2 π η Fo(buík) Φ/ (p cp t0)} + { 4 π Ω Foj φ (α· Ω 1 η)° 5/ κ [ierfc [t0 ! 2 (a· Ω-ι η)« 5]] } { exp (Ha2 a* Ω-ι η) erfc(Zai)} {erf(ya) + exp (Hβ t0 + Hβ2 α· Ω-ι η) ετίο (2β2)} + { 2η Fo2 (a·)0 -5/ κ [(ι.o/π°·5)]} { Ω-°5. [Ω-1 -Φ]05} (4n2/(n + I)2)}{ εχρ(Hβ2α·Ω-ί̓η)εΓίφβ!)} {erf(ya) + exp(Hα t0 + Ha2 a* Ω-1 η) erfc(za2)}

Am constata, așa cum am făcut în problema undelor continue, că coeficientul filmului de transfer de căldură pe prima suprafață este inadecvat pentru a ajunge la suprafața din spate. Deci, pentru acele condiții în care transferul de căldură este doar pe suprafața frontală, nu va exista nicio diferență în creșterea temperaturii celei de-a doua suprafețe, deoarece transferul de căldură nu are nici un impact în consecință, pentru multe dintre domurile optice care sunt utilizate în Sisteme în flux de mare viteză, nu există niciun beneficiu conferit suprafeței din spate în intervalele de timp pe care le-am discutat.

Defecte - Absorbție internă - Undă continuă

Acest segment va concentra atenția asupra defectelor și anomaliilor care apar în componentele optice transmisive atunci când sunt supuse unui laser cu undă continuă de mare putere. Aceste defecte nu oferă prea multă îngrijorare atunci când densitatea de flux a laserului este destul de scăzută. Cu toate acestea, vine un punct în densitatea fluxului care este propagat prin optică pentru a constitui o problemă pentru durata de viață a opticii în sine. În cea mai mare parte, se consideră în general coeficientul de extincție al diferitelor materiale optice ca fiind substanțial mic. Acest lucru este, în general, valabil pentru materialele cele mai frecvent utilizate la care ne gândim atunci

când utilizați o optică transmisivă. Cu toate acestea, problema apare atunci când un defect absorbant, care în mod normal nu ar crea o problemă, este supus la densități substanțiale de flux.

În scopul modelului nostru, vom trata defectele în două moduri, cele care primesc energie și absorb intemafly și cele care absorb energie la suprafață și aduc defectul la temperatură. În general, considerăm că optica este absorbantă în conformitate cu, 36.37

(79) fb(Bulk)- {1 - «P (-PL)} Io

Unde:

fo(Bulk) ' Densitatea fluxului absorbit, W/cm2;

Io = Densitatea fluxului incident, W/cm2

β = Coeficientul de extincție, cm-1

SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 123

L = grosimea opticii, cm

În scopul acestei lucrări, singura noastră preocupare este cantitatea de energie care trebuie absorbită în locația defectului undeva prin grosimea opticii. În acel moment, vom presupune, pentru această analiză, că defectul absoarbe un anumit procent din energia incidentă în acel moment. Adică, o anumită energie nu se propagă dincolo de defect. În lumea reală, această absorbție ar fi probabil un compus din interior și extern. fenomene. Totuși, chiar dacă există acest tip de absorbție, restul opticii ar normaliza distribuția astfel încât defectul să nu apară ca o umbră la a doua suprafață. Defectele de absorbție au fost tratate pentru peliculele subțiri optice de către un număr de investigatori.1 3.38,39.40.41 Primul caz pe care îl vom analiza va fi defectul care se absoarbe intern. Adică, lumina intră în defect și este prinsă și incapabilă de a pătrunde. Cel mai simplu model de privit este defectul sferic. Presupunem că toate defectele sunt din material solid. Adică, bulele și striile nu sunt incluziuni de gaz. Se poate privi temperatura la starea de echilibru de la,42

да

AT = (F0Î3)/(pCpR)

Unde,

Δτ » Temperatura, 'C

Fq = densitatea fluxului, W/cm2

P = Densitate, g/ cm3

t = Timpul de funcționare al laserului, secunde

Cp = Căldura specifică a materialului optic W-sec/g-*C

R = Raza sferei, cm

Ct* = Difuzivitate termică, cm2/sec

K = Conductivitate termică, W/cm -'C

Putem evalua, de asemenea, creșterea temperaturii din următoarea expresie, care va fi de oarecare ajutor în următoarele ecuații,10

(81)

Δτ = (Vulpe за*)/ (KR)

Putem lua un mic exemplu. Folosind silice topită, putem absorbi 0,001 W/cm2 pentru un laser care rulează timp de zece secunde. Raza defectului va fi de 5 (10'5) cm. Căldura specifică a silicei topite 2,8·24 este de 0,741 Joules/g-'C și densitatea este de 2,20 g/cm3. Din Ecs. (80) și creșterea temperaturii va fi de 368°Cдт. Presupunerea este că defectul este perfect cuplat cu cealaltă porțiune a opticii. Putem evalua creșterea temperaturii în materialul din jurul defectului pe măsură ce defectul se încălzește. Putem determina apoi gradientul de temperatură care iese din defect utilizând următoarele:1·4 42·43·44·45

Pentru Ro > R

ATro = 2 a* Qo TR / (RqK){ i2erfc [(Ro - R) / 2(a* T)° 5] - i2erfc [(Ro + R) / 2(Q* T)° 5] + 2(a* T)θ 5/ R { i3erfc [(Ro - R) / 2(a* T)° 5] } - 2(0* T)° 5/ R { i3erfc[(R0 + R) /2(a *т)°5]} }

(82)

Unde,

Ot* » 0,0084 cm2/sec, pentru silice topită2·8·24

K = 0,0137 W/cm - 'C, pentru silice topită2.824

Qo = (Fo) 3 / RW/cm3

Dacă setăm Ro la l(10'4) cm și R la 5(10'5) cm putem rezolva ecuația (82) pentru aceleași condiții din exemplul de mai sus folosind polinoamele din anexă sau folosind codul Lazor™.6 Găsim din Ecs. (80)w\ ù. (81) că sfera absorbantă intern va avea o creștere a temperaturii de 368 "Cд-p. Creșterea temperaturii pe o rază de l(10'4) cm va fi de 179°Cдт . Creșterea temperaturii la o rază de 5(10'4) cm va fi de 36'Cд-p

În mod clar, vedem că cu cât defectul de absorbție este mai mic, cu atât mai puțină densitate de flux ne putem permite să absorbim. Bulele de semințe și striurile vor prezenta probleme pentru un fascicul laser de mare putere în componenta optică Acum că știm că temperatura crește odată cu diminuarea masei termice pentru aceeași cantitate de densitate

de flux absorbită, trebuie să ne uităm la stresul și temperatura. șoc care este impus materialului înconjurător Acesta devine mecanismul nostru de deteriorare și stabilește criteriile pentru densitatea maximă de flux absorbită care poate fi permisă pentru a exclude daune catastrofale. Tensiunea indusă termic instalată în jurul defectului se găsește de la,12-46,47

(83)

$O = a E \Delta\tau/(1-2 \mu)$

Unde,

= stres indus termic de captare completă, Newton/cm2 μ = raportul lui Poisson, 0,167 pentru silice topită48

E = Modulul lui Young8-48, 7,32 (IO6) Newton/cm2

Q = Coeficient liniar de dilatare8-48, 5,6 (10'7)°C*!

apoi,

O - 5,6 (10'7rC'l (7,32 (IO6) Newton/cm2) 368eC / 0,666

(У = 2265 Newton/cm2 (3285 #/in2)

Kreidl și Rood24 sugerează că stresul nu ar trebui să depășească 2000 #/in2 (1379 Newton/cm2) pentru stresul indus termic. Un alt mod de a privi problema, totuși, ar fi să ne uităm la șocul termic indus de creșterea temperaturii defectului, spre deosebire de materialul gazdă.

Forto (hc)> K (6.25) (Aceasta este variabila dependentă de timp)!0-!!-!4-!5

(84)

$\Delta\tau\Lambda o\Lambda = \varepsilon E(1-2\mu)/(E\alpha)$

Unde,

C = Străin rate1!, » цф-3)

ε E = Modulul de rupere,8 Newton/cm2

h0 = (K/2) {π/α·τ)}°5

t0 = Grosimea materialului gazdă (R* - R), cm R· = Raza gazdă mai mare decât defectul, cm

R = Raza exterioară a sferei defectului, cm

Pentru t0 (hc) < K (6.25) aceasta este proporțională cu ecuația (11) Ar trebui subliniat cum este diferită ecuația (7) de ecuația (10) sau

ecuația (11) Cititorul ar trebui să rețină că modulul de ruptură este ori multiplicat (1 - 2µ) spre deosebire de (1 - |1). Motivul pentru aceasta este că defectul este complet captat, spre deosebire de optica care este capturată doar la marginea perifericăJ2.47

ΔTλoλ « ε E (1 - an) / (Eα) {κ (6.25) ! t0 (hc)}

S-a constatat că rata medie de străinătate pentru materialele dielectrice este de ordinul 1(10'3), cu toate acestea, acolo unde este posibil, trebuie utilizată valoarea măsurată reală. Din ecuația (84) aflăm că temperatura admisibilă pentru șoc termic ar fi 1189eC дт spre deosebire de 1428 °C Дp pe care am găsit-o pentru optica restrânsă doar într-o singură direcție. Pentru a satisface parametrul de șoc termic al condiției cerute de ecuația (84) trebuie să existe o rază în elementul optic avallatale de ordinul a 2,04 cm. Dacă optica este mai subțire decât ceea ce este necesar, vom proceda așa cum am procedat înainte. Acest lucru poate sau nu este disponibil pentru optica specială luată în considerare. Trebuie să ne bazăm mecanismul dăunător pe stresul indus cauzat de expansiunea defectului și stresul ulterior indus de creșterea temperaturii defectului, spre deosebire de materialul gazdă. Din Eq& (80) și (81) putem determina cantitatea maximă de densitate de flux absorbită pe care o va putea rezista un defect de orice dimensiune și nu șoc termic sau suprasolicitare materialul gazdă Rearanjarea Eq (в3I^x'X furnizați creșterea maximă a temperaturii pe care o putem permite pentru stresul de 2(10 3) Newton/cm2, care este mai degrabă decât permisul de Kreidl și Rood,

. Privind la Ecs. (80) și (81) putem găsi densitatea maximă de flux absorbită care poate fi absorbită intern de un defect sferic, astfel încât

Fo = ΔT (p cp R) / (X 3) sau Fo = ΔT (KR) / CC 3 Of)

Astfel, putem construi un sistem de curbe pentru defecte de diferite dimensiuni pentru densitate maximă de flux și timp de rulare. Acest lucru se face cel mai ușor folosind Joules/cm2, mai degrabă decât W/cm2. În acest mod putem combina componenta timp, deoarece 1 W-sec/cm2 = 1 Joule/cm2. Acest lucru ne permite să evaluăm în funcție de,

(86)

Fo τ = Δτ (p cp R) / (3) sau Fo τ = Δτ (κ R) / (з of)

Defecte - Absorbție externă - Undă continuă

Absorbția pe exteriorul defectului sferic face problema oarecum mai complicată. Înainte, energia a intrat în defectul transparent și pur și simplu nu a ieșit decât prin transfer de căldură către materialul gazdă. În acest caz, nicio energie nu trece direct în sferă. Energia este absorbită pe suprafața exterioară a sferei și încearcă să încălzească interiorul defectului sferic și materialul gazdă din jur. Temperatura din centrul sferei se găsește din,!-8-*2

(87)

ATr^o = {(R2 Qo) / (2 K)} { 1 + [2(α· T) / R2 - 1] erfc [(R) / 2(α* T)θ 5] . 2 [(«* T)

/ (K R2)]O 5 exp [- r2/4 (α* T)] }

Creșterea temperaturii la o rază mai mare de 0 și mai mică decât raza exterioară a sferei se găsește din, LS .42

Pentru 0 < Ro < R

(88)

Atro - {(α· tQo) / (K)} { (2 Ro/ R) i2erfc [(R - RJ / 2(Q* 1)0-5] - (2 RJ R) i2erfc [(R + RJ / 2(a* 1)0-5] + 4 (a* T)° 5/ R { i3erfc [(R - RJ / 2(Q* 1)° 5] } - 4(0* 1)° 5/ r { i3erfc [(R + Rj/2(aeT)°5]}}

Folosind exemplul nostru anterior, am găsi din polinomul sau Codul Lazor™,6 că creșterea temperaturii pe suprafața exterioară a sferei absorbante ar fi de 368*C și la o rază de l(10 -9) cm ar fi 0,07' C. Spre deosebire de defectul absorbant intern, avem un gradient de la suprafață la centru. Gradientul va fi gaussian, așa cum ne-am aștepta, și urmează același tenor pe care l-ar găsi într-o placă semi-infinită.2 Putem găsi gradientul mediu de temperatură prin sferă luând raze succesive și calculând valoarea medie. O modalitate grosieră de a găsi temperatura medie a sferei ar fi (368/2) (In (2)). Aceasta ar asigura o creștere medie a temperaturii de 127,54°C. Folosind modelul pentru a calcula temperatura medie:

Raze cm (IO6)	Дт °C
5	368,0
4	286,0
3	214,0
2	143,0
1	71,5
0,9	64,3
0,8	57,2
0,7	50,0
0,6	42,9
0,5	35,7
0,4	28,6
0,3	21,4

0,2	14,3
0,1	7,1
0,09	6,4
0,08	5,7
0,07	5,0
0,06	4,3
0,05	3,6

Σ= 1429,0

Vedem, deci, că media este mai mult ca 1429/19 = 75,2 ΓC. Aceasta este oarecum mai mică decât cea prevăzută de prima tăietură grosieră. Putem rafina media noastră grosieră astfel încât (368/(2* 1,696)Xln2) = 75,20eC. Am argumentat mai devreme că mecanismul de șoc termic nu funcționa din cauza lipsei grosimii pentru a furniza gradientul de șoc termic. În mod proporțional, am susținut că trebuie să ne uităm la stresul indus termic. Densitatea de flux necesară pentru a asigura o creștere medie a temperaturii de 200*C ar trebui să fie de ordinul 0,001*(200/70,20) = 0,00266 W/cm2 de densitate de flux absorbită. Folosind din nou modelul nostru cu o densitate de flux absorbită de 0,00266 W/cm2, găsim.

Raze cm (10~6)

5	979
4	761,0
3	570,0
2	380,0
1	190,0
0,9	171,0
0,8	1520
0,7	133,0

0,6	114,0
0,5	95,0
0,4	76,0
03	57.0
0,2	38,0
0,1	19,0
0,09	17,0
0,08	15,0
0,07	13,0
0,06	11,0
0,05	9,0 2=3800,0

Vedem, deci, că media este mai mult ca 3800/19= 200°C. Acesta este un calcul mai bun al mediei temperaturii sferei. Problema devine una dintre tensiunile interne în sfera defectului și tensiunile induse în materialul gazdă. Temperatura medie ne indică nivelul de stres indus datorită creșterii sferei în materialul gazdă. Cu toate acestea, gradientul de temperatură necesar pentru a asigura temperatura medie va depăşi tensiunile interne de 2000 Newton/cm2 din sferă. Cel mai bun compromis pare să fie o densitate maximă a fluxului de 0,00133 W/cm2. În principiu, se poate avea un defect sferic care este absorbant pe suprafața exterioară și să aibă un prag de deteriorare mai mare decât un defect sferic care are absorbție internă totală. Mama natura fiind de natura în care este, cel mai probabil va avea unele din ambele pentru orice defect la care s-ar putea privi. Deci, dacă poate fi rezolvată cu privire la o anumită împărțire între absorbția internă și cea externă, s-ar calcula temperatura sferei. de la,1-<.43

(89)

Pentru Ro < R

Atro = { { fo (τ 3 a·) / (KR)} (Ψ) + {(α· τ Qo) / (K)} (γ)} {(2 Ro/ R) i2erfc [(R - rj / 2(0* T)° 5] - (2 Ro/ R) i2erfc [(R + RJ / 2(0* 1)0-5] + 4(Q* T)0·5/ R { i3erfc [(R - RJ / 2(«* 1)° 5] } - 4fQt* 1)° 5/ R { i3erfc [(R + RJ / 2(0* T)° 5] } }

Unde,

(Ψ) = Procentul densității fluxului absorbit intern.

(γ) = Procentul densității fluxului absorbit extern.

Creșterea temperaturii mediului gazdă din jur ar urma în continuare,

Pentru Ro > R

ATro = 2a*QolR/(RoK){ i2erfc [(Ro - R) / 2(0* 1)0-5] - i2erfc [(Ro + R) /2(a* 1)0,5] + 2(0* 1)0,5/ r{ i3erfc [<R0 - R) / 2(«* 1)0,5] } - 2(«* 1)0,5/ r{ i3erfc [(Ro + R) / 2(0*1)0 5]}}

Defecte - absorbtie interna - pulsatie repetitiva '

Impactul defectelor trebuie tratat foarte diferit pentru laserele pulsate repetitive decât pentru fenomenul undelor continue. Există, după cum am explicat mai sus, două elemente ale puise. The

temperatura crește odată cu pulsul și se răcește în partea de jos a ciclului. Pentru scopurile noastre, folosim FWHB (jumătate de bandă cu lățime completă) a pușii pentru temperatura incгeaзeЛЮ'34 Spre deosebire de modelul semiinfinit piate, sau de aproximații ale undelor termice inverse).6,11,35 defectul sferic va vedea întregul puise . uniform. Pentru un singur puise, temperatura va crește și apoi se va răci înapoi la o anumită valoare a temperaturii ca o funcție de

scufundare a energiei către materialul gazdă. Privind din nou la ecuația noastră,

La = (Fo0 3Q#)/(KR)

Putem găsi o fluență pentru o lățime dată de puise. Dacă luăm 0,01 Jouli/cm2 și avem un singur impuls de 1 (10'6) secunde, vom avea o densitate a fluxului de 104 W/cm2 pe o lățime a impulsului de 1 (10'6) secunde. Acest lucru ar asigura o creștere a temperaturii în sfera noastră cu raza de 5 (10'5) cm de,

ΔT = 368°C

În acest moment trebuie să introducem porțiunea de răcire a ciclului pentru suprafața exterioară a defectului sferic, adică

(90)

ΔT- {(Fo ф3 Q*) / (KR)} {exp (H02α·T) erfc (x)}

Unde,

x =Ho (O* T)° 5hc= (K/2){ П/(a* T)° 5 }W/cm2-°Cl-5

Ho =hc / K

T* = timp de răcire, secunde

Pentru cazul nostru, silicea topită este, de asemenea, materialul gazdă. La sfârșitul a 0,0001 secunde după

apoi, suprafața exterioară a defectului sferic ar trebui să se fi răcit înapoi la 228°Cдт. La sfârșitul a 0,001 secunde, suprafața exterioară se va fi răcit la 12ГCдт La sfârșitul a 0,0027 secunde, temperatura suprafeței defectului sferic a scăzut la 81°Cд-р Cu toate acestea, trebuie să evaluăm interiorul defectului sferic. temperatura la o anumită rază în interiorul sferei se găsește de la, 1-34,35

(91)

ATRo-{(Fo03a*)/(KR)}(Ro2/R) [Ho/ (Ho R + 1)] {erf[(R-Ro)/ 2(aen05]

+ exp (Hi (R - RJ + Hj2 aT) erfc[(R - RJ / 2(a*f)0 5 + H! (a* 7)0 5] }ln (2)

Unde,

Ht » hc / K + 1,0/ Rq hc = (K/2) { Л/ (O* V)0 5 } ,W/cm2-eC15

Ho =hc/K

T - timp de răcire, secunde;

Ro = O rază mai mică decât raza sferică, cm

φ - Lățimea FWHB puise, pentru problema noastră = 1 (IO'6) sec

Pentru problema noastră ne putem uita la schimbarea temperaturii pe o rază de 5 (10 "6) cm, la diferitele momente selectate. Constatăm că există o mică diferență față de schimbările care au loc pe suprafața exterioară. Acest lucru rezultă din o rază atât de mică pentru început.

Având în vedere problema unei rate Hertz date (cicluri/sec), problema se schimbă în, 1.34,35

(92)

Δτ-η{(Γοφ3α·)/(KK)} (ro2/R)[Ho/ (hoR+ 1)] {erf^R-RJ/ 2(α·Ω-1)θ5] + exp (Hj (R - Rq) + Hj2 α' Ω *) erfc[(R - Rq) / 2(α# Ω'1)0 5 + H! (a* Ω'1)0 5] }ln (2)

Unde,

hc = (K/2) {π/(α·Ω-1)θ5} ,W/cm2-*C1.5

Ho = hc / K

Ro = O rază mai mică decât raza sferică, cm

φ ■ Lăţimea puise FWHB, pentru problema noastră ■ 1 (IO-6) sec

Ω » cicluri/sec T) = Numărul de cicluri

Ceea ce ne spune ecuația (92) este că temperatura crește și se răcește cu fiecare puise. Dacă nu există timp suficient între fiecare picior pentru ca defectul sferic să se răcească la 0, atunci temperatura reziduală devine aditivă și temperatura defectului nu numai că are temperatura maximă a pulverizației, ci și-a adăugat reziduul continuu, în continuă creștere La început, ne putem uita la fluenta maxima pentru un singur puise. Din moment ce știm că nu dorim să depășim creșterea temperaturii de 1,189 (103)*C,

Fo = {(Δτ κ R) / (φ 3 a*)}

Fo ■ 32,32 (1θ3) W/cm2 sau o fluență absorbită de 0,03232 Jouli/cm2

Pentru problema în cauză, putem calcula temperatura maximă de șoc termic și coeficientul maxim de film și adâncimea de penetrare a pielii. Adâncimea maximă a pielii va urma de la.lÛ33.34

Ro = 6 (α* φ)θ 5 pentru problema unui singur puise Rq = 5,5 (10'5) cm

Coeficientul peliculei este hc = K/2 (Я/Q* φ)θ 5 iar pentru problema unui singur puise hc = 132 W/cm2-•C. Valoarea lui K (6,25) = 8,56 (10'2). Condiția noastră este satisfăcută dacă există o grosime de 6,5 (10'4) cm, ceea ce există pentru problema noastră. Putem analiza din nou expresia șocului termic Eq (84) astfel încât,

ΔτΛοΛ = EE (1 - 2J1) / (Eα)

ΔτΛοΛ = 1,1899 (103)·ϋΔΤ

Dificultatea începe, totuși, atunci când începem să facem cicluri ale defectului Deoarece știm că defectul se va răci înapoi la 8 PC după 0,0027 secunde, știm că rata noastră de Hertz trebuie menținută sub 1/0,0027 cicluri/sec. Adică un Ω de 370 de cicluri/secundă. Pentru a vizualiza mai bine ideea, totuși, vom folosi rata de 370 de cicluri pe secundă și vom vedea care va fi temperatura după (T|) ■ 10 cicluri cu o fluență de 0,01 Joules/cm2 cu o lățime a pușii de ЦIO-6) secunde . Folosind Eq (92)

Δτ » η{ (Foφ 3α·) / (KR)} { exp (Ho2oΓΩ-i) erte (ξ)}

ΔT = 810'C următorul impuls va oferi o temperatură maximă a pulsului în interiorul defectului de 368 + 810 = 1178'C. Ceea ce găsim, atunci, este că la sfârșitul a 9 cicluri temperatura va fi de ordinul a 810®C; la apogeul ciclului 10 vom avea șoc termic. Deci, mecanismul nostru de deteriorare în starea pulsată poate fi un singur impuls care va pune defectul în șoc termic și va asigura crăparea și propagarea ulterioară. Sau, putem avea o frecvență a ciclului care nu va permite defectului să se răcească înapoi după fiecare impuls și, ulterior, să determine defectul să impună stres termic. Pe măsură ce defectul devine mai mic, acesta poate absorbi mai puțină fluență, așa cum am constatat pentru criteriile undelor continue. Cu toate acestea, pe măsură ce defectul devine mai mare, capacitatea de a elimina sarcina absorbită devine mai dificilă și, prin urmare, rata Hertz pentru a permite îndepărtarea scade. În mod ideal, dacă se menține rata Hertz sub timpul necesar pentru a elimina sarcina absorbită înainte de următorul puise, defectul se va încălzi și se va răci cu fiecare impuls. Nu am discutat despre stresul indus de încălzirea defectului Din ecuația (83) putem privi stresul indus la fiecare impuls,

σ = αεΔτ/ (1 - 2μ)

Folosind această ecuație pentru 0,01 Jouli/cm2 absorbiți pentru fiecare impuls, constatăm că efortul indus termic pentru fiecare puise este de ordinul a 2300 Newton/cm2. Uitând oboseala ciclului pentru moment, acest singur punct de stres ar fi suficient pentru a sparge materialul24 Chiar dacă valorile lui Kreidl și Wood sunt conservatoare, oboseala ciclului pentru materialele dielectrice se arată a fi de ordinul unui până la cinci cicluri.^2 În consecință, chiar și deși mecanismul de deteriorare prin șoc termic va permite 0,03232 Jouli/cm2 de fluență absorbită pentru un singur puise, mecanismele de eșec la stres indus și la oboseala ciclului nu vor permite utilizarea a 0,03232 Jouli/cm2 chiar dacă rata Hertz este mai mică de 370 de cicluri/ sec indicati

Există încă un alt mecanism care ar putea fi discutat în acest moment Până acum am presupus că defectul sferic este legat chimic de materialul gazdă. Există o cantitate substanțială de date experimentale care sugerează că nu este cazul. 49.50,51,52 Există sugestia că defectele pot avea o legătură mecanică extraordinară, de ordinul a 10lc

Dine/cm2 sau poate mai puțin. legare mecanică de 10 W Dine/cm2, coeficientul filmului de transfer de căldură merge de la 7,2 W/cm2-°C pentru lipirea chimică la 1,55 W/cm2-eC pentru o legătură mecanică de ordinul a 10 Ю Dine/cm2. Referindu-ne la ecuația (92), putem vedea impactul asupra ciclului de răcire care va fi experimentat de reducerea cuplării termice cu materialul gazdă din care va rezulta temperatura de la suprafață,

AT = T){(Fot 3 a*) / (KR)} { exp (Ho2 a* Ω1) erfc(Ç)}

Unde,

Ho = hc/K2

Ko = O rază mai mică decât raza sferică, cm φ   ■ Lățimea FWHB puise, pentru problema noastră = 1 (IO-6) sec

Ω   = cicluri/secTJ = Număr de cicluri

hc = { [(K/2) {π/ (α· Ω-1)θ 5}] + [1,0 / 1,56] }-l,W/cm2-'C 1-5

Având în vedere exemplul nostru anterior de 0,01 Jouli/cm2 pentru o lățime de 1 (106) secunde, temperatura se va fi răcit la 98,7eC în 0,05 secunde cu legătura mecanică descrisă. Aceasta asigură o rată Hertz de 20 de cicluri/sec. Experimentul din literatură ar tinde să indice că există defecte care sunt atât legate chimic, cât și cele care sunt legate mecanic în același mediu. , 35 Hz până la 150 Hz, cu presupunerea generală că stratul de acoperire s-ar deteriora în primele 10 sau 15 puise sau nu s-ar deteriora deloc. Experimente recente au fost efectuate la 200 Hz până la 500 Hz, cu daune care au loc după Ю3 puises. datele ne pot spune despre șocul termic sau deteriorarea stresului termic. Doar pulsul repetitiv ne poate spune despre oboseala termică, ciclul termic și

mecanisme de deteriorare a cuplajului termic. Din calculele inițiale, pentru acest experiment ar trebui luată în considerare o rată Hertz minimă de 200 de cicluri sau mai mult

În acest moment, trebuie să ne uităm la ecuația care descrie temperatura la o anumită rază în materialul gazdă După cum am subliniat mai înainte, materialul de dincolo de suprafață nu va simți fiecare impuls, acest material va putea simți doar fluența medie. . Temperatura, atunci, la o anumită rază în materialul gazdă va fi găsită de la,1-5

(93) pentru Ro > R

Atro -{ 6 π α· φOo η/ κ (R/ Ro)

i2erfc [(Ro - R)/ 2(α· Ω 1 T])° 5] - fertc [(Ro + R)

/ 2(α· Ω'1 Tpo5] + { 2 (a* Ω-1 η)θ5 / r i3erfc[(Ro - R)/ 2(α·Ω1 η)° 5]

- 2 (α· Ω 1 îp° 5 / R i3erfc [(Ro +

R)/2(α·Ω-1

η)°Ί}}

Defecte - Absorbție Externă - Pulsuri repetitive

În acest caz, ca și în cazul undei continue, energia este absorbită pe suprafața exterioară a defectului sferic. Începem așa cum am făcut înainte, creșterea maximă a temperaturii puise pe suprafața exterioară a defectului va urma de la,1 ¿'<2

(94)

Δτ = { 2 Fo (α· φ)° 5 / (K) ierfc [1.0/ πθ 5]}

Ec. (91) descrie creșterea temperaturii pe suprafața exterioară a defectului sferic pentru o fluență și o lățime de apoi (φ) date. Avem, totuși, cerințele concurente ale temperaturii de a pătrunde în centrul defectului și de a elimina energia absorbită prin materialul gazdă Din nou, există porțiunea de răcire a ciclului de prăjire, astfel încât temperatura este diminuată ca un timpul de funcționare pe măsură ce gazda radiatorului elimină fluența. Creşterea temperaturii suprafeţei exterioare se constată din.33 34

(95)

Atθ » { 2 Fo (α*)θ 5/ (K) ierfc [1.0/ πθ 5]} { τβθ·5 - [τβ. φ]o 5}

Dacă defectul este imbricat în gazdă, adică dacă defectul este decuplat termic în orice măsură, atunci, următoarea expresie este mai aplicabilă pentru a acomoda rezistența aeroză granița.33-34.

(96) Δτθ = { 2 Fo (o* 1)0 5/ (K) ierfc [1.0/ πθ.5]} { exp (Ho2 a* Xo) erfc [h0 (a* X')03]}

Creșterea temperaturii pe o anumită rază în defect va urma de la,33.34

pentru 0 < Ro < R

(97)

Atro= { Fo/ (K)} { Ro2/ r} { erfc[(R - Ro)/2(a· φ)0·5] - exp ((R - Ro) /Ro + (Q* Φ)/ r2) xerfe [(R - Ro) /2(α* φ)05 + (a· ϕ)0,5/ r} {erf[(R - Ro)/2(o¡·X°)° 5] + exp(H0(R

- Ro) + Ho2 α· τ') erfe [(R - Ro)/2(a· τ°)θ 5 + н0 (α· τ°)θ 5} unde:

X' = Timp de răcire, secunde

Pentru condiția de pulsație repetitivă, creșterea temperaturii suprafeței exterioare va urma de la ,33,34

(98)

Δτ0 = η { 2 Fo (oΓ)°-5/ (K) ierfc [i.o/ πθ 5]} { Qo.s. [Ω i _ f]o.5}

Unde,

Ω = Rata Hertz, cicluri/sec; T) = numar cicluri sau

(99)

Δτ0 = η { 2 Fo (α* φ)0 5/ (K) ierfc [1.0/   5]} { exp (Ho2 a* Ω-i) erfe [h0 (a* Ω'1)0 5]}

Creșterea temperaturii la o anumită rază în interiorul defectului va urma de la,33.34

(100) pentru 0 < Ro < R

ÀTro = { 2 π Ω Fo Φ/ (K)} { Ro2/ r} {erfo[(R - Ro)/2(a· Ω-i η)0·5] - exp ((R - Ro) /Ro + (a; Ω 1 h)/ R2) erfe [(R - Ro) / 2(a; Ω-i T|)0·5 + (a; Ω 1 Tp° 5/ r} {erf[(R - Ro) /2(a; Ω 1 T|)0 5] + exp(H0(R - Ro) + Ho2 a; Ω'1 η) erfe [(R - Ro) /2(0* Ω 1 η)° 5 + H0(α·Ω-in)Y5] }

Dacă rata Hertz rămâne sub 333 de cicluri/sec, centrul nu se va încălzi niciodată și defectul sferic va fi lăsat să se răcească între cicluri. Preocuparea noastră, așadar, va trebui să se concentreze pe stresul indus termic atât pentru defect, cât și pentru materialul gazdă, deoarece va exista un gradient abrupt de la suprafața exterioară absorbantă în defect și în materialul gazdă Din nou, totuși, imaginea se schimbă. dacă defectul este lipit mecanic. Dacă folosim exemplul nostru anterior de 10 10 Dine/cm2 pentru rezistența lipirii, timpul de răcire a suprafeței exterioare va fi de 0,05 secunde, ca înainte. Centrul, însă, nu obține nicio ușurare. Răcirea chiuvetei gazdă este încă prea mare Pentru o rezistență mecanică de legătură de 1010 Dini/cm2, frecvența minimă a ciclului se reduce la 20 de cicluri/sec. S-ar putea să existe o inferență aici că defectele eșuează la diferite puise din cauza legăturii mecanice diferite. Mai mult, pe baza modelului Seitel și Porteus63, defectul poate să fi atins fluența absorbită maximă și puterea maximă de aderență ar fi fost depășită în măsura în care este decuplată termic de materialul gazdă.

Creșterea temperaturii la o anumită rază în defect va fi descrisă de,33 34

(101) pentru 0 < Ro < R

Atro = { e π a· ϕOo Л) / (K)} {(2 Ro/ R) forte [(R - Ro) / 2(αβ Ω-ι Tro 5]. (2 rj r) X i2erfc [(R) + Ro) / 2(Cf Ω-1 η)0·5] + 4 (a* Ω'1 T|)0 5/ R {i3erfc [(R - Ro) / 2(a· Ω-1 η)0 5] } - 4(a; Ω 1 η)θ 5/ R { i3erfc [(R + Ro) / 2(a* Ω-1 η)0 5] } }

Creșterea temperaturii în materialul gazdă va fi găsită de la 33.34

(102)

pentru Ro > R

Atro = { 6 π a· φ Qo η/ κ} (R/Ro)| i2erfc [(Ro - R)/ 2(a; Ω 1 h)θ 5] - i2erfc [(Ro + R)

/ 2(a; Ω1 Tp° 5] + { 2 (a; Ω 1 h)θ 5 / r i3erfc[(Ro - R)/ 2(a; Ω 1 h)° 5]

- 2 (a· Ω-l Tpo 5 ! R i3erfc [(Ro + R)/ 2(0* Ω1

h)0']} }

Defecte multiple

Nu este neobișnuit în filmele optice subțiri să aibă grupuri de defecte. Cel mai adesea aceste clustere vor fi defecte foarte mici care s-au aglomerat cumva într-o anumită zonă. Pentru problema undelor continue cu absorbție internă, temperatura la un (1) diametru de sferă va găsi creșterea temperaturii în materialul gazdă la 179°C. Dacă ar fi existat un alt defect situat la două diametre față de defectul inițial, temperatura la un diametru între ele ar fi fost de 358 °C. Acest rezultat provine din ambele defecte care iradiază temperatură către materialul gazdă dintre ele. În consecință, materialul gazdă dintre defecte devine aproape aceeași temperatură ca și defectele în sine. Folosind calculul nostru din ecuația (82) și experiența noastră cu filme subțiri optice,1 am constatat că două defecte trebuie să fie la cinci (5) diametre unul de celălalt înainte de a nu acționa în comun Cele cinci diametre se bazează pe cel mai mare dintre defecte. În plus, dacă defectele sunt la o distanță mai mică de cinci diametre, se presupune că defectul are dimensiunea ambelor defecte. Adică dacă avem un defect cu diametrul de l(10-6) cm și un alt defect care are diametrul de 1(10_8) cm situat la 2(10'6) cm distanță de defectul mai mare, atunci dimensiunea defectului. este de fapt 3(10-6) cm. Această condiție este valabilă pentru defectul absorbant extern și intern atât pentru unda continuă, cât și pentru condiția pulsată repetitivă.

Concluzie

Am încercat să indicăm, în această lucrare, modul în care componentele optice transmisive pot fi deteriorate catastrofal, din cauza șocului termic, atunci când sunt supuse unei undă continuă de mare putere sau unui mediu laser pulsat repetitiv Și chiar dacă am discutat despre acest fenomen în termeni de putere mare. medii laser, aceste ecuații vor oferi rezultate similare atunci când sunt aplicate la utilizarea microundelor împotriva materialelor. Există o multitudine de mecanisme de deteriorare care au fost raportate de un număr mare de anchetatori. Totuși, șocul termic este exact ceea ce sugerează numele, este un mecanism termic spre deosebire de absorbția unuia sau doi fotoni sau stimularea purtătorului liber. Mai presus de toate, însă, am spera că cititorul va pleca cu conceptul că șocul termic este un fenomen dependent de gradient. Din cauza acestei condiții, este și un fenomen dependent de timp și de transport termic. S-ar părea că materialele tratate în această lucrare. pot fi deteriorate mai ușor din cauza

tipurilor de medii pulsate repetitive decât în undă continuă. Cu toate acestea, deteriorarea poate fi la fel de mult o funcție de faptul dacă absorbția are loc doar pe prima suprafață sau atât pe față, cât și pe spate, unde va intra în joc câmpul electric. Nici defectele elementelor optice nu trebuie trecute cu vederea. După cum am subliniat, defectele pot fi mai limitative în pragul de deteriorare decât absorbția pe suprafețe sau în vrac. În orice caz, s-ar părea că daunele catastrofale provocate de șocul termic pot fi o considerație importantă în proiectarea opticii transmisive pentru diverse și diverse sisteme optice.

Referencés

1. Palmer, J. R, High Power Laser Optics Marcel Dekker, Inc., New York, NY, (a fi publicat).

2. Palmer, J. R, „Reverse Thermal Wave Approximation For Temperature Transiente In Optical Thin Films And Substrates - Reflective Optics For High Power Continuous Wave Lasers,” Laser Induced Damage In Optical Materials: 1987. (În presă)

3. Palmer, J. R, „Continuons Wave Laser Damage On Optical Materials”, Optical Engineering VoL 22, Nr. 4, iulie/august, 1983.

4. Carslaw, HS„ și Jaeger, JC, Conduction of Heat In Solida Ed. a 2-a, Oxford University Press. Oxford, Anglia, 1978.

5. Palmer, J. R, „Model teoretic pentru determinarea temperaturii tranzitorii în filmele subțiri optice multistrat supuse la undă continuă de mare putere și lasere pulsate repetitive: partea I-undă continuă,” Proc. Al 3-lea IntL Symp. Despre știința și inginerie aplicată optică și optoelectronică SPIE VoL No. 655, 656, Innsbruck, Austria, aprilie 1986.

6. Palmer, J. R „The £.azor™üorie: Temperature Transiente In Coated-Uncoated, Cooled And Uncooled Laser Optics,” 3rd Annual Tech. Symp. Despre optoelectronică și aplicații cu laser în știință și inginerie SPIE No. 895, Los Angeles, CA, ianuarie 1988. (Notă: Acest cod este produs de Lazor Inc., care și-a mutat recent biroul la 1077 Guatay Ave., Chula Vista, CA 92011.)

7. Palmer, J. R „Hostile High Energy Visible Laser Environment Providing Destruction Of Optical Signal In Imaging Systems,” Infl Symp„ On The Technologies For Optoelectronics SPIE Nr. 867, Cannes, Franța, noiembrie 1987.

8. Musikant, S, OpticalMaterials BJ Thompson, ed, Marcel Dekker, Inc4 New York, NY, 1985.

9. Raznejevic, R Handbook of Thermodynamic Tables And Charts Mcgraw-Hill Book Co, New York, NY, 1976.

10. Palmer, J. R „Daune cu laser de șoc termic în pulsație de mare putere continuă și repetate la optica reflectorizantă metalică”, Laser Induced Damage In Optical Materials, 1987, (în presă).

11. Palmer, J. R „Șocul termic: un factor contributiv la deteriorarea laserului în filmele subțiri optice utilizate pentru optica laser cu undă continuă de mare putere”, Daune induse cu laser în materiale optice: 1987, (în presă).

12. FaupeL J. H și Fisher, F. E, ed., Engineering Design 2nd ed., John Wiley and Sons, Inc., New York, NY, 1981.

13. Musai, HM, „Degradarea prin stres termomecanic a suprafețelor oglinzilor metalice sub iradiere pulsată”, Daune induse cu laser în materiale optice: 1979, NBS Spec. Pub. 568, 1980.

14. Manșon, S. S, „Comportarea materialelor în condiții de stres termic - Par I”, Design Machine VoL 30, Nr. 6, 1958.

15. Manșon, S. S, „Comportamentul materialelor în condiții de stres termic - Par II”, Machine Design VoL 30, Nr. 9, 1958.

16. Boley, BA și Weiner, JH, Theory of Thermal Stress John Wiley and Sons, Inc, New York, NY, 1960.

17. Schneider, PJ, Transfer de căldură prin conducție; Addison-Wesley Publishing Co, Reading, MA, 1974.

18. Schneider, PJ, „Conducție”, Manualul de Fundament al transferului de căldură, Secțiunea 4-1, a doua. ed., WM Rohsneow, JP Hartnet, and EN Ganic', ed. McGraw-Hill Book Co., New York, NY, 1985.

19. Swimm, RT., „Măsurarea fototermală a proprietăților de transport termic al acoperirii optice”, Daune induse cu laser în materiale optice-1986, Spec. NBS. PubL (în presă).

20. Jakob, M., Heat Transfer, Vol. 1, John Wiley and Sons, New York NY, 1949.

21. Wolf, H., Heat Transfer, Harper și Rowe, New York NY, 1983.

22. Kreith, F., Principies of Heat Transfer, 2nd. ed., International Textbook Co., Scranton, PA, 1966.

23. Wolf, WL și Zissis, GJ, ed., The Infrared Handbook OШce of Naval Research, Washington, DC, 1978.

24. KreidL NJ și Rood, JL, „Optical Materials,” Chpt 5, Applied Optics And Optical Engineering Vol. 1, R Kingslake, ed., Academie Press, New York, NY, 1965.

25. Femelius, NC, „Absorbția optică de la suprafață la vrac pe safir neacoperit și selenиră de zinc folosind studii de frecvență de tăiere

fotoacoustică”, Daune induse cu laser în materiale optice: 1982 NBS Special Pub. Nr. 638, 1983.

26. Femelius, NC, Dempsey, DV, Walsh, DA, și O'Quinn, D. B., " I.3Цт Laser Rate Calorimetry and Photoacoustic Studies Of The Surface And Bulk Optical Absorption In CaFa Single Crystal Samples," Laser Induced Damage În OpticalMaterials-1980·. BNS Special Pub. Nr. 620, 1981.

27. Femelius, NC, Dempsey, DV, Walsh, DA, O'Quinn, DB, și Knecht, W. L„ „Survey Of 1.3Jim Window Materials,” Laser Induced Damage In Optical Materials: 1980 ·. BNS Special Pub. Nr. 620, 1979.

28. Femelius, N. CM și Johnson, GT, „Optical Absorption At 1.3Цт Materials Survey Study,” Laser Induced Damage In Optical Materials-1978’. BNS Special Pub. Nr. 541, 1981.

29. Wood, R, Laser Damage In OpticalMaterials Adam Hilger, Boston, MA, 1986.

30. Palmer, J. R, „Defects, Anomalies, And Thermal Shock Destruction Of Optical Fibers In High Power Continuous Wave And Repetitive Pulsed Laser Environments,” Eighth European Symposium On Optoelectronics, Paris, Franța, mai 1988. (în presă)

31. Palmer, J. R, „Ostile Continuous Wave And Repetitive Pulsed Laser Environment for Fibre Optics,” Intl Symp. Despre fibră optică optoelectronica și aplicațiile laser în știință și inginerie SPIE No. 992, Boston, MA, septembrie 1988. (În presă)

32. Palmer, J. R, „Distrugerea fibrelor optice utilizate în sistemele laser cu undă continuă de mare putere și cu pulsații repetitive din cauza calității optice slabe la ieșire”, Proc. Fifth Symp On OpticalFibres and Their Applications Varșovia, Polonia, februarie 1989. (va fi prezentat)

33. Palmer, J. R, „Model teoretic pentru evaluarea distribuției de temperatură tranzitorie în pelicule subțiri optice rugate supuse la undă continuă de mare putere și lasere pulsate repetitive: partea II-pulsare repetitivă,” Proc 3rd Intl Symp. Despre știința și ingineria aplicate optice și optoelectronice SPIE VoL No. 652, Innsbruck Austria, aprilie 1986.

34. Jaeger, J. C, „Pulsed Surface Heating of A Semi-Infinite Solid”, Quart Appi Math Vol. 11, No. 1, 1953.

35. Palmer, J. R, „Reverse Thermal Wave Approximation For Temperature Transiente In Optical Thin Films And Substrates - Reflective Optics For High Power Repetitive Pulsed Lasers”, LaserInduced Damage In Optical Materials: 1987, (în presă).

Asa de. Bom, M. și Wolf, E., Principies of Optics 5th. ed., Oxford University Press, Oxford, Anglia,

37. Fincham, WHA, Optics a 5-a ed., Hatton Press LtcL, Londra, Anglia, 1949.

38. Palmer JR și Bennett, HE, „Relația între defectele de acoperire și densitatea fluxului limită, o oglindă cu laser răcită poate rezista”, Daune induse de laser în materiale optice: 1981, NBS Spec. Pub. 638, 1983.

39. Bennett, HE, „Insensibilitatea pragului de daune catastrofice a opticii laser la praf și alte defecte de suprafață”, Laser InducedDamage in Optical Materials: 1980, NBS Spec. Pub. 620, 1981.

40. Lange, M., Mclver, J. și Guenther, AH, „Thermal Considérations In The Sélection Of Optical Materials For Thin Film Laser Coatings”, Proc IXIVC-VICSS Madrid, Spania, 1983.

41. Lange, M„ Mclver, J. și Guenther, A. H„ și Walker, TW, „Pulsed Laser Induced Damage Of An Optical Material With A Spherical Inclusion: Influence Of Thermal Properties Of The Materials,” Laser Induced Damage În materiale optice: 1982, NBS Spec. Pub. 669, 1984.

42. Palmer, J. R, „Model de defect îmbunătățit pentru filmele subțiri optice supuse la undă continuă de mare putere și lasere pulsate repetitive: partea I – undă continuă”, Congresul Infl pentru știința și inginerie optică Paris, Franța, aprilie 1989. (a fi prezentat)

43. Crank, J., The Mathematica Of Diffusion a doua ed., Oxford University Press, Oxford, Anglia, 1983

44. Cussler, EL, Diffusion: Mass Transfer In Fluid Systems Cambridge University Press, Londra, Anglia, 1984.

45. Tyrrell HJV și Harris, KR, Diffusion In Liquida'A Theoretical And Experimental Study Butterworths, Londra, Anglia, 1984.

46. Timoshenko, S. și Woinowsky-Krieger, S., Theory Of Plates And Shells 2nd ed., McGraw-Hill Book Co, New York, NY, 1959.

47. Harvey, J. F, Design vas sub presiune: aplicații nucleare și chimice^. Van Nostrand, Inc., Princeton, New Jersey, 1967.

48. Barnes, W. P, „Optical Materials - Reflective”, Applied Optics And Optical Engineering Vol. VII, RR Shannon și JC Wyant, ed., Academie Press, New York, NY, 1979.

49. Guenther, K. H, „Microstructure Of Vapor-Deposited Optical Coatings”, Applied Optics Vol. 23, Nr. 21, 1984.

50. Guenther, K. H, „Aspecte fizice și chimice în aplicarea filmelor subțiri pe elemente optice”, Applied Optics VoL 23, Nr. 20, 1984.

51. Guenther, K. H, „Defecte nodulare în mai multe straturi dielectrice și straturi unice groase”, Applied Optics VoL 20, 1981.

52. Guenther, K. H, și Pulker, H. K, „Investigarea la microscopie electronică a secțiunilor transversale ale filmelor subțiri optice”, Applied Optics VoL 15, 1976.

53. Palmer J. R, „Pierderea sistemului optic în infraroșu MTF care rezultă din daune cauzate de undă continuă de mare putere, o putere medie scăzută, vizibilă pulsată repetitivă - lasere UV”, 4th Infl Symp. Despre știința și inginerie aplicată optică și optoelectronică SPIE nr. 806, The Hauge, Țările de Jos, aprilie 1987.

54. Palmer J. R, „Analytical Model For Determining Temperature Transiente In Multilayer Thin Films With Uncooled And Cooled Soft X-Ray Optics”, Conferința Internațională despre Soit X-Ray Optics And Technology SPIE No. 733, Berlin, Germania de Vest, decembrie , 1986.

55. Palmer J. R, „Model teoretic pentru determinarea temperaturii tranzitorii în pelicule subțiri optice multistrat supuse la undă continuă de mare putere și lasere pulsate repetitive: partea I – undă continuă”, Proc . Al 3-lea Indi Symp. Despre știința și inginerie aplicată optică și optoelectronică SPIE VoL No. 655, 656, Innsbruck, Austria, aprilie 1986.

56. Palmer J. R, „Model teoretic pentru determinarea temperaturii tranzitorii în filmele subțiri optice multistrat supuse la undă continuă de mare putere și lasere cu pulsații repetitive: partea II-pulse repetitive”, Proc. 3rd Infl Symp On Optical And Optoelectronic Applied Science And Engineering SPIE VoL No. 655, 656, Innsbruck, Austria, Aprii 1986.

57. Foltyn S. R și Newnam, BE, „Multiple Shot Laser Damage Thresholds of Ultraviolet Reflectors at 248 nm And 308 nm”, Laser Induced Damage In Optical Mateials: 1980 NBS Spec. Pub. 620, 1981.

58. Walker, T. WM Guenther, AH, Fry, C. G și Nielson, P., „Pulsed Damage Thresholds Of Fluoride And Oxide Thin Films From 0.26|lm to 1.06 Цт,” Laser Induced Damage In Optical Materials-1979 , BNS Spec. Pub. 568, 1980.

59. Lowdermilk WH și Milan, D, „Laser Induced Surface And Coating Damage”, IEEE J. Quant Elect, QE-17, VoL 9, 1981.

60. Folytn, S. R, Newnam, B. E, și John, L. Jn „Laser Damage Results And Analysis For UV Reflectors Under Multiple-Shot Iradiation,” Laser Induced Damage In Optical Materials: 1981, NBS Spec. Pub. 638, 1983.

61. Newnam, BE, Folytn, S. R, GiU, DH și John, L. J, „Angular Dependence Of Multilayer-Reflector Damage Thresholds,” Laser Induced Damage In OpticalMaterials-Z&?4NBS Spec. Pub. 727, 1986.

62. Palmer J. R, „Hostile High Energy Visible Laser Environment Providing Destruction Of Optical Signal In Imaging Systems”, Infl Symp., On The Technologies For Optoelectronica SPIE No. 867, Cannes, Franța, noiembrie 1987.

63. Seitel S. C4 și Porteus, J. O, „Toward Improved Accuracy In Limited - Scale Pulsed Laser Damage Testing Via The Onset-Method,” Laser Induced Damage In Optical Mateials-1983 NBS Spec. Pub. 688, 1985.

ДрреnсСix

2 funcții ierfc, 4L2 erfc, 6I3 erfc și erfc 1·3·5

(X) Interval

2 ierfc (X)

0 până la 0,299

0,30 până la 0,5499

0,55 până la 0,999

1.0 până la 1.599

1,6 până la 20

2001 până la 24

1,1284 - 1,998(X) + 1,11(X)2

1,115074 - 1,90863(X) + 0,9543(X)2

1,012 - 1,5525(X) + 0,64346(X)2

0,6271 - 0,76914(X) + 0,241964(1)2

0,21573 - 0,21165(X) + 0,0525(X)2

0,05124 - 0,041425(X) + 0,008393(X)2

(X) Interval	erfe (X)
0 până la 0,299	1,0 - 1,1408(X) + 0,1377(X)2
0,30 până la 0,5499	1,0167 - 1,2658(X) + 0,38269fX)2
0,55 până la 0,99	1,0394 - 1,35775(X) + 0,47606(X)2
1,0 până la 1,599	0,84562 - 0,98479(X) + 0,29598(X)2
1,6 până la 2,09	0,359744 - 0,34066(X) + 0,081586(X)2
2,1 până la 25	0,045779 - 0,032871(X) + 0,005892(X)2
(X) Interval	4 i2erfc (X)
0 până la 0,299	1,0171964 - 2497286(X) + 24798872(X)2
0,30 până la 0,5499	0,74768 - 1,21279697(X) + 0,522727(1)2
0,55 până la 0,999	0,9441262 - 1,854143(X) + 1,049524(X)2
1,0 până la 1,599	0,3642714 - 0,4490714(X) + O.1417143(X)2
1,6 până la 20	0,09558 - 0,093086(X) + 0,022857(X)2
2001 până la 24	0,021334 -0,0174143(X) + 0,0035714(X)2
(X) Interval	6 i3erfc (X)

0 până la 0,299 0,5635655 - 1,457276(X) + 1,289495(X)2
0,30 până la 0,5499 0,517278 - 1,133698(X) + 0,715885(X)2
0,55 până la 0,999 0,3797907 - 0,6568938(X) + 0,2997376(X)2
1,0 până la 1,599 0,1496087 - 0,1882095(X) + 0,059970(X)2
1,6 până la 21 0,02861 - 0,02754(X) + 0,006655503(X)2
2001 până la 24 0,021334 - 0,0174143(X) + 0,0035714(X)2

Proprietățile termoi ale unor materiale optice infraroșu-8-9·2?^
material Ot*cm2/soc XW/cm-'C pg/ce3 cp Jouli/g-'C

Si 0.48 Ge0.360 MgF2(Poly 0.060 MgF2(Single)0.1100.8472330.758
0.5935.320.310 0.1503.180.840 0.3003.180.840

SPIE Voi. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 139

Proprietăţile termice ale unor piateriate optice infraroşii8'9'2^2^

material Ot* c*2/secLï/ca-'CP g/cm3cp Jouli/g-*C
CaF^Single) 0,0360,0983,180,854
Cal^(Poly) 0.0300.0813.180.854
ZnS 0,0870,1694,080,473
ZnSe 0.1010.1825.270.343
MgO(poli) 0,1400,4403,580,880
A12O3 (Cz) 0,0620,1773,980,423
Bai$ 0.0550.1094.880.403
SrF2 0,0300,0835,560,355
LiYEi 0.0190.0603.990.790
SiO^Fused) 0.0080.0142.200.741
CsBr 0.0080.0094.440.267
KBr 0,0400,0492750,440
KC1 0,0570,0662960,686
LiF 0,0270,1442641,580
T1C1 0.0490.0087.020.220
TIBr 0.0040.0067.450.190

Proprietăți mecanice ale unor materiale optice cu infraroșu8 9,23,24
material E străin (10~3) E 106(N/cm2) a(10'6)'C-^

Si 1.0013.1014.26
Ge 0.8710.2745.50
MgF2(poli) 0,1311,45011,90
MgF2(Single) 0,3813,85911,10
CaP^Single) 0,457,99818,85
Ca^(Poly) 3.719.8602230
ZnS 1.397.4477.85
ZnSe 0,776,7237,57
MgO(Poli) 0,4033,23311,90
A12O3 (Cz) 1,5636,543770
BaF?(Single) 1.005.30924.60
SrF2 1.008.27420.00
LiYEj 1.007.58511.00
SiO^Fused) 1,0073200,56
CsBr 1.001.56647.90
KBr 1,00269043,00
KC1 1.00296036.00

LiF 1,00264037,00
T1C1 1.003.17053.00
TIBr 1,00295051,00

140 / SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989)

Vacuum sferic - fereastră de interfață cu răcire axială cu impact de flux*

Glenda S. Holderbaum și Richard J. Phillips

Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory PO Box 73, Lexington, Massachusetts 02173 - 0073

ABSTRACT

Sunt descrise o fereastră sferică de vid - interfață și un sistem de răcire cu impact axial - flux pentru aplicații cu laser de înaltă energie. Fereastra de vacuum - interfață are un diametru de 65 - cm, 0,5 - cm grosime, cupolă de silice topită cu un unghi de margine de 10°. Ambele suprafețe optice ale ferestrei sunt acoperite cu straturi antireflexive. Tehnicile de analiză cu elemente finite au fost utilizate pentru a determina caracteristicile de performanță termică, structurală și optică ale ferestrei atât pentru profilele de fascicul laser uniforme, cât și gaussiene, cu diametrul de 50 cm. Sistemul de răcire cu impact axial cu flux asigură răcirea convectivă pe suprafața ferestrei. Gazul de heliu este atras într-un duet de gât, curge axial spre fereastră, lovește fereastra și apoi curge radial spre exterior printr-un difuzor. Testarea de performanță termică, fluidă și optică a fost efectuată pe un aparat sub-scală pentru a optimiza răcirea convectivă, a minimiza puterea de pompare și a determina distorsiunea căii optice. Un factor de scară de 40% a fost selectat pe baza similitudinii. Pentru configurațiile testate, un unghi de difuzor de 30 de grade și un raport dintre lățimea spațiului difuzorului și raza conductei de 0,3 a maximizat transferul de căldură cu un număr Nusselt de 610 la un număr Reynolds de debit de 740.000. Acest număr Nusselt corespunde unei constante de timp de răspuns termic de 30 de secunde pentru fereastră. Un raport de lățime de 0,4 a minimizat puterea de pompare, dar la o reducere de 20% a transferului de căldură. Utilizarea promotorilor de turbulență în canalul gâtului poate crește răcirea convectivă cu 50%.

1. INTRODUCERE

Razele laser de înaltă energie sunt adesea produse într-un mediu de vid. Este necesară o fereastră de interfață pentru a oferi o barieră de presiune transparentă pentru ca fasciculul să iasă din dispozitivul laser. Este descris un design de fereastră candidat, o fereastră sferică, subțire, răcită.

Pe măsură ce fasciculul laser de mare energie trece prin fereastră, absorbția parțială a energiei laser determină creșterea temperaturii ferestrei. Răcirea activă este necesară pentru perioade lungi de funcționare cu laser. Este descris un sistem de răcire cu impact axial-

flux care asigură răcirea convectivă necesară. Cu acest sistem de răcire, poate fi atinsă performanța la starea de echilibru.

1.1 Descrierea sistemului

Designul geamului și al sistemului de răcire luat în considerare este prezentat în Figura 1. Sunt utilizate două suflante pentru a circula gazul de răcire cu heliu. O suflantă mare asigură fluxul de impact al ferestrei, iar o suflantă mai mică asigură fluxul de purjare a directorului fasciculului. Fluxul de gaz care iese din suflante trece mai întâi printr-un schimbător de căldură pentru a răci gazul la temperatura procesului (0 - 20°C). (Energia îndepărtată din gaz este generată de disiparea vâscoasă și căldura eliberată de la fereastră.) Fluxul de gaz trece apoi printr-un filtru pentru a îndepărta contaminanții care altfel ar putea deteriora acoperirile optice sau împrăștia fasciculul. Fluxul de gaz intră într-un plen toroidal. Mai multe ecrane sunt amplasate în

* Această lucrare a fost sponsorizată de US Army Strategie Defense Command (USASDC) prin Departamentul Forțelor Aeriene.

„Opiniile exprimate sunt cele ale autorilor și nu reflectă politica sau poziția oficială a guvernului SUA”.

acest plen pentru a reduce turbulențele și pentru a distribui uniform fluxul în jurul toroidului. Fluxul de gaz converge spre axa centrală a fasciculului și se împarte — 10 până la 20% se deplasează spre directorul fasciculului, echilibrul trece prin canalul de gât și lovește fereastra oferind răcire convectivă. Fluxul de gaz apoi diverge radial printr-un difuzor pentru a recupera energia de curgere și intră într-un alt plenum toroidal conectat la o conductă care returnează fluxul de gaz către suflantul mare.

Heliul a fost ales ca gaz de răcire datorită indicelui său scăzut de refracție și conductivității termice ridicate (la 20°C, 1,0 atm: n » 1,000035, κ ~ 0,141 W/n^C)1,2. Indicele scăzut de refracție va reduce distorsiunile optice induse de variațiile densității gazului pe calea fasciculului. Conductivitatea termică ridicată a heliului va oferi caracteristici bune de transfer de căldură convectiv și, de asemenea, va minimiza gradienții termici în gaz. Sistemul de răcire prin impact este proiectat să furnizeze o viteză de curgere a heliului de aproximativ 305 m/s în canalul gâtului, corespunzător unui număr Mach de aproximativ 0,3.

FIZIA OPTICĂ

LASER NTLIUM eXPADER

VID SOLID

IESIREA FEREASTRA

FEREASTRĂ

a) Configurație de bază.

DEBUT AXIAL DE VELOCITATE MARE

b) Sistem de răcire cu impact axial debit.

Silice topită a fost selectată pentru fereastra Figura 1. Sistemul de condiționare a traseului fasciculului, material datorită absorbției sale scăzute la

1,06 pm lungime de undă și coeficient scăzut de dilatare termică (la 20°C: oq, « 30 ppm/cm, a « 0,52xl(H 1/°C)3.

1.2 Cerințe de performanță

Fereastra și sistemul de răcire trebuie să îndeplinească cerințele de performanță termică, fluidă, structurală și optică. Pentru acest studiu, lungimea de undă laser este de 1,06 pm, iar diametrul fasciculului este de 0,5 m. Directorul fasciculului are o oglindă secundară pe axă (mărire de 7x), care necesită ca raza laser să aibă miez central (0,093 - m diametru).

Suprafețele ferestrelor sunt acoperite cu straturi antireflexive care au o limită de temperatură de funcționare corespunzătoare. Sarcinile ferestrei includ diferența de presiune a vidului pe fereastră (103 kPa) și sarcinile termice laser. Este necesar un factor de stres de siguranță mai mare de 2,0.

2. VACUUM - FEREATRA DE INTERFATA

2,1 Geometria ferestrei

Geometria ferestrei analizată este prezentată în Figura 2. Fereastra este modelată ca o cupolă sferică cu grosime uniformă; cu toate acestea, prescripția optică ar fi probabil ușor diferită. Raza ferestrei rw este legată de raza de curbură Rc și unghiul marginii φ de

Figura 2. Geometria ferestrei sferice 0

$$r_w = R_c \sin \varphi \quad (1)$$

Grosimea minimă admisă a ferestrei t este legată de raza de curbură prin constrângerile de tensiuni (σ < jumătate din solicitarea de compresiune admisă). Grosimea minimă t cu efortul de compresiune în plan σ datorită unei sarcini de presiune uniforme P este4

P Rç _ P rw

2σ 2σ sin φ

(2)

O fereastră cu un unghi de margine de 10° și o grosime de 0,005 m va avea o solicitare de compresiune de 19,4 MPa atunci când este supusă la o sarcină de presiune uniformă de 103 kPa (întâlnind limita de presiune de compresiune de 20,7 MPa cu un factor de siguranță mai mare de 2,0).

Presiunea minimă de flambaj Pbuck pentru un capac sferic supus unei sarcini uniforme de presiune este

Pbuck ~

[t l2 2EC

RcJ [3(l_V2)]0,5

(3)

unde E este modulul lui Young, v este raportul lui Poisson și C este o constantă care depinde de tipul de suport de muchie. Presupunând un suport pentru marginea balamalei5, C = 0,316. Presiunea de flambaj este Pbuck = 194 kPa. Cu sarcina de presiune de 103 kPa, cupola sferică nu se va flamba.

2.2 Profilele de intensitate a fasciculului laser și caracteristicile de absorbție

Performanța ferestrei depinde de profilul de intensitate al fasciculului laser. Pentru acest studiu au fost presupuse două profiluri de intensitate I(r): un profil de intensitate gaussian unde

2 P · ^_2^

I(r)=^“e rc<r<rs(4a)

I(r) = 0 r < rc; r > rs

(4b)

iar un profil uniform de intensitate unde

I(r) = 2 Pin

π(Γ? - r?)

rc < r < rs

I(r) = 0 r < rc; r > rs

(5a)

(5b)

Here r este distanța de la axa centrală, P^ este puterea totală a fasciculului laser înainte de carotare și răzuire, ω = 0,205 m este raza fasciculului Gaussian, rc = 0,0464 m este raza carotată și rs =

0,25 m este raza răzuită rază. Ambele profile de intensitate sunt reprezentate grafic în Figura 3. Trebuie remarcat faptul că puterea totală a fasciculului gaussian este cu aproximativ 15% mai mică decât fasciculul uniform din cauza carotării și răzuirii (presupunând că nu se pierde energie pentru fasciculul uniform din cauza carotării și răzuirii). - energia fasciculului este redistribuită).

Pe măsură ce fasciculul laser trece prin fereastră, o oarecare putere va fi absorbită de materialul și suprafețele în vrac. Cantitatea de putere absorbită este

DISTANȚA DE LA CENTRUL GRANDĂ (m)

Figura 3. Profiluri de intensitate a fasciculului gaussian și uniform.

determinată prin înmulțirea intensității laserului și a coeficientului de absorbție corespunzător. Impuritățile precum hidroxidul și fierul provoacă absorbția în vrac în sticla de silice topită. Se presupune că absorbția este de 30 ppm/cm de grosime. Se presupune că această energie este distribuită uniform prin grosimea ferestrei. Absorbția va avea loc și la ambele suprafețe optice ale ferestrei. În cazul acoperirilor antireflexive, se presupune un nivel de absorbție de 100 ppm pe suprafață. În cele din urmă, încălzirea poate fi, de asemenea, indusă în locuri distincte de pe suprafața ferestrei de gropi, praf etc. și în materialul în vrac de bule, particule etc. Se presupune că 100% din energia incidentă asupra particulelor și prafului este absorbită și 0,1% incident pe bule este absorbit.

2.3 Răcire convectivă

Sistemul de răcire cu impact axial cu flux asigură răcirea convectivă pe fereastra sferică. Datorită curburii superficiale a ferestrei, fluxul de heliu peste fereastră seamănă cu fluxul punctului de stagnare axisimetric pe o placă fiat. Coeficientul de transfer de căldură convectiv h pentru fluxul laminar6 este dat de

, гл// ч í0.5 0.4

h = 0,76^ Pr(6)

unde k, v și Pr sunt conductivitatea termică a gazului, vâscozitatea cinematică și numărul Prandtl, iar V(r) este viteza fluidului în poziția radială r. Dacă lățimea spațiului difuzorului g este selectată astfel încât g = rw /2, atunci viteza medie a gazului Ve la intrarea difuzorului (la r = rw) ar aproxima viteza medie a gazului în canalul gât Va· În plus, dacă viteza curgerii este aproximată prin V(r) = Vdr/rd, ecuația 6 devine

h « 0,76 k

vd rd v

0,5 0,4

(7)

prezicerea unui coeficient de transfer de căldură constant pe întreaga suprafață a ferestrei. Este de așteptat ca coeficientul de transfer de căldură să varieze ușor de-a lungul suprafeței ferestrei din cauza curburii mici a ferestrei. Se poate demonstra7 >8 că această variație este mai mică de 5% și, prin urmare, a fost ignorată pentru acest studiu. Pentru o viteză a gazului de 305 m/s în conducta gâtului, coeficientul de transfer de căldură estimat este de 280 W/m2 °C.

2.4 Analiză și rezultate

2,4.1 Răspunsul la temperatură Au fost utilizate două metode pentru a analiza răspunsul termic al ferestrei sferice. Temperaturile ferestrelor au fost determinate folosind tehnici cu elemente finite. Încălzirea localizată în locații discrete, cum ar fi bule, praf și particule, a fost analizată separat folosind soluții standard de „formă închisă”.

Codul de elemente finite MSC/NASTRAN9 a fost utilizat pentru analiza termică a ferestrelor. Din cauza aximetriei, a fost necesar doar modelarea unui sector. S-a ales o pană de 5° cu 6 elemente prin grosime și 30 de elemente pe direcția radială. Această configurație a elementului a fost selectată pe baza preciziei și eficienței computaționale. Răcirea convectivă a fost aplicată pe suprafața heliului și a fost permisă conducerea căldurii pe direcția radială și prin grosime. Transferul de căldură și conducerea radiațiilor prin suportul de marginea ferestrei au fost neglijate. Această pierdere de căldură este extrem de mică în comparație cu răcirea convectivă. S-a presupus o temperatură a heliului de 25°C.

A fost studiat răspunsul termic tranzitoriu prin starea de echilibru. Temperatura maximă estimată a suprafeței ferestrei pe MW de putere laser are loc pe suprafața vidului și este prezentată în Figura 4 atât pentru profilurile de intensitate Gaussian, cât și pentru cele uniforme, cu și fără răcire cu heliu. Temperatura suprafeței ferestrei atinge starea de echilibru după aproximativ 200 de secunde cu răcire. The

Profilurile de temperatură în stare de echilibru corespunzătoare sunt prezentate în Figura 5. Creșterea de vârf a temperaturii în stare de echilibru este de aproximativ 14,0 °C pentru un fascicul gaussian de 1,0 MW și 6,1 °C pentru un fascicul uniform de 1,0 MW. Temperatura de vârf a fasciculului gaussian apare la 0,065 m de axa centrală a fasciculului laser.

Profilul temperaturii prin grosimea ferestrei este prezentat în Figura 6 în câteva momente în timp pentru fasciculul Gaussian. O formă oarecum parabolică se dezvoltă devreme în răspunsul tranzitoriu. Profilul de

stare staționară pleacă ușor dintr-o linie dreaptă datorită absorbției în vrac.

DISTANȚA DE LA CENTRUL GRANDĂ (m)

DISTANTA DE LA

SUPRAFAȚA DE VID (mm)

DISTANTA DE LA

SUPRAFAȚA DE VID (mm)

Figura 6. Profile de temperatură prin grosime.

Figura 5. Profilurile temperaturii suprafeței vidului în stare de echilibru.

DISTANTA DE LA

SUPRAFAȚA DE VID (mm)

Următoarea expresie bazată pe fundamentala transferului de căldură a fost dezvoltată pentru a determina efectul caracteristicilor de absorbție, al grosimii ferestrei, al coeficientului de convecție și al temperaturii gazului asupra temperaturii maxime a ferestrei în stare de echilibru:

r Z

P·   itt 1Í2 tl

Tv = C1 Λ 2. aь h + 2kJ + a¿E + ÍEJ rc(rs - rc) L 1 J   11

+ Ta

(8)

unde Ci = 1,0 pentru fasciculul uniform, Ci = 1,955 pentru fasciculul Gaussian, Tv este temperatura ferestrei de vid și Ta este temperatura gazului.

Modelele cu elemente finite nu au luat în considerare încălzirea localizată datorită surselor de căldură discrete distribuite aleator pe suprafețele ferestrelor și în materialul vrac. Creșterea de temperatură localizată ATd rezultată este direct proporțională10 cu puterea absorbită Q conform

a^t Γ Q 1Γ1'

ATd „ [2tE] [ü

(9)

unde r este raza efectivă a sursei de căldură discrete și C este un parametru dependent de forma sursei de căldură și de locația acesteia față de suprafața ferestrei. Pentru o sursă de căldură sferică de rază r situată la o distanță x de suprafața unui mediu semi-infinit, $C = 2\pi/(1 + r/2x)$. Pentru o sursă de căldură circulară cu raza r pe suprafața unui mediu semi-infinit, C = 2,0.

Creșterea temperaturii în apropierea unei surse de căldură discretă poate fi foarte mare. De exemplu, presupunând o absorbție de 100%, un punct circular de 25,4 μιη în diametru ar avea o creștere locală a temperaturii suprafeței de 37,5 ° C atunci când este expus la un fascicul uniform de 1,0 MW (vezi Figura 3). Dacă fereastra are acoperiri anti-reflex, această creștere a temperaturii poate cauza defecțiunea acoperirii. În mod clar, materialul ferestrelor și acoperirile trebuie să fie practic impecabile, iar suprafețele ferestrelor trebuie păstrate curate.

Profilul radial de temperatură al unei bule este necesar pentru a calcula solicitarea asociată. Încălzirea discretă la bule poate fi aproximativ modelată printr-o sferă goală încălzită1 folosind

ATd =

[QI Γ i И
2κκ   2r¡ 2ro

(10)

unde r ¡ este raza bulei, iar ro este raza exterioară a sferei. După cum era de așteptat, dacă ro este mare, atunci ecuația 10 se simplifică la ecuația 9 (cu x mare). Ecuația 10 va fi utilizată în următoarea subsecțiune pentru a calcula profilul de stres.

2.4.2 Răspunsul structural Răspunsul structural datorat încărcărilor termice în vrac și de suprafață a fost studiat folosind tehnici cu elemente finite. Răspunsul structural datorat sarcinii de presiune și încălzirii la surse de căldură discrete a fost tratat analitic.

A fost dezvoltat un model cu elemente finite MSC/NASTRAN pentru o pană de 5° cu 30 de elemente de placă în direcția radială. S-a presupus un sprijin de margine tangențial. Profilul maxim de efort principal datorat presiunii în regim de echilibru (Ecuația 2) și sarcinilor de temperatură este prezentat în Figura 7 pentru ambele profile de intensitate. De asemenea, este indicat nivelul de stres datorat numai presiunii. Nivelurile de stres nu depășesc obiectivele de proiectare de 20,7 MPa la compresie și 3,45 MPa la tensiune.

Modelul cu elemente finite nu a luat în considerare încălzirea localizată datorată surselor de căldură discrete. Ecuația 10 poate fi utilizată pentru calculele tensiunii, deoarece grosimea ferestrei este mult mai mare decât dimensiunea incluziunilor de interes aici. Presupunând o absorbție de 0,1%, profilele tipice de stres pentru bule11 sunt prezentate în Figura 8 pentru un fascicul uniform de 1,0 MW (vezi Figura 3). Se poate observa că efortul este de compresiune în apropierea suprafeței interioare, iar tensiunea maximă de întindere

scade la zero la suprafața exterioară. Atunci când aceste profile de tensiuni sunt suprapuse cu celelalte sarcini termice și de presiune, limita de proiectare a tensiunii de compresiune poate fi depășită chiar și pentru cele mai mici dimensiuni ale bulelor. De fapt, dimensiunile permise ale bulelor se încadrează în

-18,0

-21,0

Z2-19,0

OC L

0.(7)

— (Л

2 LU

3 Œ -20,0

rc rs

TT- - ■ I 1 ■ . "

- _LIMITĂ DE TENSIUNE COMPRESIVĂ NUMAI UNIFORMĂ GAUSSIANĂ-
J-—11i 1

0,00 0,05 0,10 0,15 0,20 0,25 0,30 DISTANȚA DE LA CENTRU FAZ (m)

Figura 7. Profilele maxime ale tensiunilor principale.

0,00 0,05 0,10 0,15 0,20 0,25

DISTANȚA DE LA SUPRAFAȚA INTERIOARĂ (cm)

Figura 8. Profiluri de stres datorate incluziunilor.

clasele de incluziune a sticlei 0 si 1, sticla de cea mai inalta calitate care poate fi realizata in prezent.

2.4.3 Diferențele de cale optică în fereastră Diferențele de cale optică vor fi generate pe măsură ce fasciculul laser trece prin fereastra sferică. Sursele de distorsiune de îngrijorare sunt: 1) modificarea grosimii ferestrei din cauza expansiunii termice, 2) modificarea aparentă a grosimii ferestrei datorită unghiului de incidență (efectul Legii Snell), 3) modificarea indicelui de refracție a ferestrei din cauza temperaturii (dn/ dT) și 4) modificarea indicelui ferestrei de refracție din cauza tensiunii interne (dn/dP). Toate cele patru surse de distorsiune sunt simetrice față de axa centrală a fasciculului laser.

Lungimea căii optice (OPL) prin fereastră este dată de

OPL =/θ n(z)dz   (11)

unde L este grosimea optică și n(z) este indicele variației de refracție de-a lungul L. Prin urmare, OPL este dat de

OPL = j θ [η(λ) + An(z)]dz (12a)

Unde

Δη(ζ) = {[dn/dT][T(z) - TJ} + {[dn/dP][P(z)]J   (12b)

t{1.0+ [a(z)][T(z) - Ta]JL =--------------------------

cos

păcat

păcat (Q)

η(λ) + Δη(ζ)

(12c)

unde η(λ) este indicele de refracție a materialului ferestrei la lungimea de undă laser λ la temperatura ferestrei neîncălzite Ta, Δη(ζ) este variația indicelui ferestrei datorită temperaturii și presiunii, T(z) este variația temperaturii ferestrei, P(z) este variația presiunii ferestrei, dn/dT este variația indicelui cu temperatura (la λ), dn/dP este variația indicelui cu presiunea, t este grosimea ferestrei, a(z) este variația în coeficientul de dilatare termică cu T(z), iar θ este unghiul de incidență al luminii la suprafața vidului.

Datorită numărului finit de elemente utilizate în analizele termice și structurale MSC/NASTRAN, ecuația 12 este aproximată prin

6

OPL = У [Δη-L.] (13a)

i=i 1 1

Unde

An¡ = [(Tj - 25)(dn/dT)j + P(dn/dP)]   (13b)

{t/6}{1,0 + [a(T.)][T. - 25]}

L: =-----------------------------

sin(9) I η (λ) + Δη. J

(13c)

T și P sunt temperatura și respectiv presiunea medie prin fiecare i-lea element. Rețineți că modificarea aparentă a grosimii aparentă a legii lui Snell calculată la suprafața vidului este aplicată uniform prin grosimea ferestrei. Acest lucru are ca rezultat o mică eroare.

Diferența de cale optică (OPD) între o fereastră încălzită și o fereastră neîncălzită este dată de

OPD — OPLfceated OPLunheated

(14)

OPD a fost calculat la 31 de poziții radiale (30 de elemente). Profilurile OPD axisimetrice rezultate sunt prezentate în Figura 9 pentru un fascicul de 1 MW. Curbele punctate arată OPD după îndepărtarea pistonului și aberațiilor de focalizare. După corecție, rădăcina pătratică medie OPD este 0,058 μπι pentru fasciculul Gaussian și 0,007 pm pentru fasciculul uniform.

DISTANȚA DE LA CENTRUL GRANDĂ (m)

------ CORECTAT CU OGLINZĂ SECUNDARĂ

------ NECORECTAT

SCHEMA DE TESTARE DE FAZA 1

TO SUflantă

Figura 10. Schema testului.

Figura 9. Profiluri OPD în stare de echilibru per MW de putere laser.

2.4.4 Diferențe ale traiectoriei optice ale fluxului de gaz

Variațiile densității gazului în cadrul traiectoriei fasciculului vor induce distorsiuni optice. Diferența de cale optică (OPD) care rezultă din efectele de compresibilitate este dată de

OPD =/θ [(nl),-(nl)Jdz

(15)

unde ns este indicele de refracție al gazului în condiții de stagnare și nm este indicele în condițiile de curgere locală. Indicele gazului poate fi scris în termenii numărului Mach al gazului ca

(n - l)m = (n - 1), -£- = (n - 1), [1+ M2]"1/(k - υ

S

(16)

unde p este densitatea fluidului, ps este densitatea de stagnare, κ este raportul căldurilor specifice și M este numărul Mach. Cunoscând indicele de refracție și câmpul de viteză, OPD poate fi estimat prin integrarea expresiei date pe lungimea traseului dorită.

Câmpul de viteză poate fi aproximat dintr-un flux tridimensional, axisimetric, de stagnare într-o placă fiat. Se prevede că sursa majoră de OPD va apărea pe o distanță de raza R de la suprafața ferestrei. În această regiune domină accelerația convectivă. OPD pentru regiunea toroidală de intrare este aproximativ de aceeași magnitudine. OPD prin conducta gâtului este neglijabilă, deoarece profilul de viteză este uniform în acea regiune. După îndepărtarea aberațiilor de piston și de focalizare, rădăcina pătratică medie OPD este proiectată a fi mai mică de 0,001 µιη pentru sistemul heliu.

У SISTEM DE RĂCIRE AXIAL - DEBIT

Testarea termică și fluidă a unui sistem de răcire cu impact sub scară a fost efectuată pentru a optimiza transferul de căldură, a minimiza puterea de pompare și a optimiza performanța optică. Aerul a fost folosit ca gaz de răcire; geometria și similitudinea dinamică au fost menținute pentru a permite scalarea directă a rezultatelor performanței testului. Au fost efectuate teste în buclă deschisă și nu în buclă închisă. Gazul care ieșea din suflante a fost mai degrabă epuizat decât recirculat.

3.1 Parametri reglabili

A fost efectuat un studiu parametric pentru a optimiza designul difuzorului. Parametrii variați au fost (Figura 10): 1) lățimea interioară a spațiului difuzorului g, 2) unghiul difuzorului θ, 3) dimensiunea conductei de ieșire e, 4) lungimea canalului de gât L și 5) debitul volumetric Q.

Lățimea spațiului difuzorului a fost nedimensionată în raport cu raza canalului gâtului și este denumită raportul lățimii golului, g/r. Raportul a variat între 0,25 și 1,0. Au fost testate configurațiile unghiului difuzorului de 15, 30 și 45 de grade. Unghiul difuzorului este măsurat în raport cu planul perpendicular pe direcția axială a curgerii.

Dimensiunea conductei de iesire in aval de plenul de iesire a avut o suprafata de 0,37 m2. Orificiul de admisie a acestei conducte era reglabil. Raportul dintre suprafața de intrare a conductei de ieșire și zona conductei de ieșire din aval a fost variat de la 0,29 la 1,0.

3.2 Tehnici experimentale

3.2.1 Transferul de căldură Caracteristicile medii de transfer de căldură convectiv au fost determinate folosind o cupolă de aluminiu încălzită reprezentând fereastra. Căldura a fost furnizată utilizând un încălzitor rezistiv cu folie termoformată atașat la partea „vid” a ferestrei. Termocuplurile de tip K au fost încorporate în partea de vid

a ferestrei la 3,2 mm de suprafața frontală a aluminiului. Coeficientul mediu de transfer de căldură, h, a fost obținut din q" = h(Tw -TJ, unde q" a fost fluxul uniform de căldură de pe suprafața frontală a ferestrei, Tw a fost temperatura medie a ferestrei și Ta a fost temperatura de stagnare a gazului Fereastra instrumentată a fost calibrată pentru pierderea de căldură în funcție de creșterea temperaturii Pierderea de căldură a fost luată în considerare în calculul fluxului de căldură Valorile transferului de căldură local obținute din citirile termocuplului local au fost aproape constante cu doar o variație de zece procente peste suprafața ferestrei.

3.2.2 Recuperarea presiunii difuzorului S-a măsurat recuperarea presiunii prin difuzor. Un robinet de presiune statică a fost plasat în conducta de ieșire pentru a determina pierderea de sarcină. Puterea netă de pompare este definită ca

$$Pp = Q\ \Delta\zeta = (1 - Cpr)\ PdtQ \quad (17)$$

unde Q este debitul volumetric, Δζ este pierderea de sarcină, Cpr este coeficientul de recuperare a presiunii și Pdt este presiunea dinamică în gât. Coeficientul de recuperare a presiunii a fost dependent de unghiul difuzorului și de lățimea spațiului și independent de viteză (pe intervalul de viteză de testare).

3.2,3 Viteza gazului Viteza gazului în conductă a fost măsurată folosind sonde Pitot și tehnici standard de măsurare.

3.3 Rezultate experimentale

Coeficientul mediu de convecție nu a fost afectat semnificativ de lungimea canalului gâtului. Prin urmare, rezultatele sunt prezentate aici pentru un singur raport dintre lungimea gâtului și diametrul (L/D = 2,3).

Caracteristicile transferului de căldură au fost determinate prin raportarea numărului mediu Nusselt cu numărul Reynolds. Numărul Nusselt este definit ca Nur = hr/k. Raza gâtului este folosită ca lungime caracteristică. Debitul și lățimea golului au fost variate.

Numărul Nusselt a fost reprezentat în funcție de raportul lățimii spațiului (Figura 11) și unghiul difuzorului (Figura 12) pentru niveluri constante de putere de pompare. Pentru configurațiile testate, un unghi de difuzor de 30 de grade și un raport de lățime a golului de 0,3 a maximizat transferul de căldură. Numărul mediu corespunzător de Nusselt a fost de 610 la un număr Reynolds de flux de 740.000. Pentru un număr Mach de 0,3, numărul mediu Nusselt este extrapolat la 650.

Zona conductei de ieșire a fost variată numai pentru difuzorul de 30 de grade și raportul de lățime a spațiului de 0,3. Acest test a fost efectuat după ce s-au determinat un unghi optim de difuzor și lățimea spațiului pentru transferul maxim de căldură. Toate testele anterioare au fost efectuate cu un raport al conductelor de ieșire de 0,75. Se

estimează că numărul maxim de Nusselt va apărea la un raport al conductelor de ieșire de 0,71 (Figura 13).

DIFUSOR DE 15 GRADE

Figura 11. Numărul Nusselt în funcție de lățimea golului.

Figura 12. Numărul Nusselt vs. unghiul difuzorului.

Figura 13. Numărul Nusselt vs. zona conductei de ieșire.

Coeficientul maxim de recuperare a presiunii a avut loc la un raport de lățime a spațiului de 0,4, un unghi de difuzor de 45 de grade și un raport estimat al conductei de ieșire de 0,70 (vezi Fig. 14 și 15). Coeficientul a fost mai dependent de lățimea golului decât de unghiul difuzorului. Coeficientul corespunzător de recuperare a presiunii a fost de 0,7, iar numărul Nusselt a fost 490 la un număr Reynolds de 740.000. Transferul de căldură a fost redus cu 20%. Coeficientul de recuperare a presiunii pentru configurația de optimizare a transferului de căldură a fost de 0,52.

Figura 14. Recuperarea presiunii în raport cu lățimea golului.

Figura 15. Recuperarea presiunii vs. zona conductei de ieșire.

De asemenea, au fost efectuate teste pentru a determina ce efect a avut debitul de purjare a directorului fasciculului asupra performanței termice și fluide. A doua suflantă (prezentată în Figura 1) a fost pornită pentru a simula unsprezece procente din debitul total care merge către directorul fasciculului. Performanța transferului de căldură nu a fost afectată de fluxul de purjare a directorului fasciculului. Cu toate acestea, recuperarea presiunii a fost redusă cu 38%. Reducerea recuperării presiunii este atribuită pierderilor suplimentare observate de fluxul care intră în toroidul de intrare, distribuția debitului în jurul toroidului și curgerea prin seria de sitări fine.

3.4 Îmbunătățirea performanței

Turbulența a fost indusă în canalul gâtului pentru a determina efectul asupra performanței transferului de căldură. Două tije cu diametrul de 3,2 mm au fost plasate în canalul gâtului la aproximativ 0,3 m în fața ferestrei. Numărul Nusselt rezultat a fost 900 la un număr Reynolds de 740.000. Performanța transferului de căldură a fost crescută cu 50% prin promovarea tranziției la fluxul turbulent. Efectele fluxului turbulent asupra OPD nu au fost determinate.

4. CONCLUZII

A fost descrisă o fereastră sferică de vid - interfață cu răcire cu impact axial - flux pentru aplicații cu laser de înaltă energie. Fereastra este o cupolă sferică de 0,5 - cm grosime din silice topită, cu un unghi de margine de 10°. Un factor de stres de siguranță mai mare

de doi se obține cu un suport de margine tangențial. Pentru toate calculele se presupune o putere laser de 1,0 MW.

Coeficientul de transfer de căldură convectiv este prezis din fluxul de stagnare axisimetrică. Valoarea estimată de 280 W/m2°C pentru sistemul Helium permite temperaturii suprafeței ferestrei să atingă starea de echilibru în 200 de secunde cu o constantă de timp de răspuns termic de 30 de secunde. Rezultatele experimentale sunt în acord excelent cu previziunile teoretice. Configurația pentru a maximiza transferul de căldură nu coincide cu configurația pentru a minimiza puterea de pompare. La o eficiență optimă, transferul de căldură este redus cu 20%. Performanța transferului de căldură poate fi crescută prin promovarea tranziției la fluxul turbulent. Inducerea turbulenței a crescut transferul de căldură cu 50%.

Diferența de cale optică este calculată pentru fereastra încălzită. Dacă se cunosc câmpul de viteză și indicele de refracție al gazului de răcire, se poate estima OPD-ul legat de compresibilitate. Pentru fereastră, OPD rădăcină medie pătrată corectată este de 0,058 pm pentru fasciculul gaussian și 0,007 pm pentru fasciculul uniform. Câmpul de flux OPD este estimat a fi mai mic de 0,001 pm.

Rezultatele analizei indică faptul că materialul ferestrelor și acoperirile trebuie să fie practic impecabile, iar suprafețele trebuie menținute curate. Impuritățile mici pot provoca tensiuni și temperaturi să depășească limitele admisibile.

5. REFERINȚE

1. JP Holman, Heat Transfer, McGraw - Hill, New York (1976).

2. N. Marshall (Trad.), Gas Encyclopedia, Elsevier/North - Holland, New York (1976).

3. NP Bansal și RH Doremus, Handbook of Glass Properties, Academie Press, New York (1986).

4. RJ Roark și WC Young, Formule pentru Stress și Străin, McGraw - Hill, New York (1982).

5. LRL Wang, „Efectele limitării marginilor asupra stabilităţii capacelor sferice”, AIAA Journal, 4, 718 - 9 (1966).

6. WM Kays și ME Crawford, Convective Heat and Mass Transfer, McGraw - Hill, New York (1980).

7. H. Schlichting, Teoria stratului limită, McGraw - Hill, New York (1960).

8. JR Cary, "Determinarea forţată locală - Coeficienţii de convecţie pentru sfere", Transactions of the ASME, 75, 483 - 7 (1953).

9. MacNeal Schwendler Corporation, MSC/NASTRAN Manual de utilizare, The MacNeal Schwendler Corporation, Los Angeles (1985).

10. WM Rohsenow, JP Hartnett și EN Ganic', Handbook of Heat Transfer Fundamentais, McGraw - Hill, New York (1985).

11. BA Boley și JH Weiner, Theory of Thermal Stress, John Wiley and Sons, New York (1960).

Ferestre mari de ieșire pentru directori de fascicule de mare putere *

Darryl E. Weidler

Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory PO Box 73, Lexington, Massachusetts 02173-0073

ABSTRACT

A fost investigată fezabilitatea unei ferestre de ieșire, segmentate, solide, cu diametrul de 3,5 m pentru un director de fascicul laser de mare putere. Au fost analizate efectele încălzirii cu laser, gravitației și presiunii diferențiale. S-a găsit un proiect pentru care deformările și tensiunile structurale au fost în limitele admisibile. Aberațiile optice care variază în timp introduse de fereastră au fost mai mici de 0,01 |im rms după eliminarea părtinirii, înclinării și aberațiilor de focalizare pentru două materiale de fereastră. Aberațiile statice cauzate de diferențele în grosimea optică a panourilor de ferestre finite s-au dovedit a fi relativ mari și potențial necorectabile dacă s-ar presupune toleranțe obișnuite de finisare optică. Sunt discutate trei soluții potențiale pentru adaptarea variațiilor de grosime optică.

1. INTRODUCERE

Laboratorul Lincoln a examinat, în detaliu, un concept pentru sistemul de condiționare a traseului fasciculului pentru un director de fascicul laser cu electroni liberi (FEL) de mare putere. „Conceptul implică utilizarea unui sistem închis de recirculare a heliului gazos în cadrul directorului de fascicul. Conceptul general este prezentat în Figura 1. Acest concept de proiectare depinde de o fereastră de ieșire cu diametrul de 3,5 m pentru a menține separarea și o interfață optică controlată între gazul de condiționare a fasciculului de heliu și aerul exterior. În plus, fereastra asigură o etanșare pentru un mediu curat și uscat pentru toate elementele optice din calea fasciculului.

FASCICUL CU LASER

Giulgiul

Oglinda PRIMARĂ

IEȘIRE---

FEREASTRĂ

Oglinda SECUNDARA

DIMENSIUNE ALTA:

GROSIME:

FEREASTRĂ DE INTERFĂȚĂ

DISPONIBILITATE DE SILICE TOPIT:

BLOCAREA PUTERII CADRU DE SUPORT:

MASA FERAMEI ȘI CADRU DE SUPPORT:

MONOLIT

3,5 m diametru.

20 cm

NU ESTE DISPONIBIL

4500 kg

~0%

2 m diametru.

m diam.

Optsprezece PANOURI

SASE SECTOARE

2 cm

1,5 cm

NECESITA DEZVOLTARE

TEHNOLOGIA DE AZI

700 kg

600 kg

-2,5%

Figura 1. Sistemul de condiţionare a traseului fasciculului Figura 2. Configuraţiile ferestrelor

Acest raport descrie rezultatele unui studiu de proiectare pentru o fereastră de ieșire segmentată. Este prezentat conceptul de design al ferestrei; sunt discutate alegerile privind dimensiunea, forma și

materialul panoului ferestrei; și sunt prezentate rezultatele analizelor termice, structurale și optice.

2 CONFIGURARE FEREASTRĂ

Figura 2 prezintă trei configurații de ferestre, înrudite, și listează câteva caracteristici importante ale fiecăreia. Fiecare configurație ulterioară o subdivizează pe cea anterioară până când constrângerile de dimensiunea materialului sunt îndeplinite. De exemplu, conceptul din stânga din Figura 2 descrie o fereastră solidă monolitică. Conceptul de centru arată conceptul monolitic subdivizat în 6 sectoare de dimensiuni egale. Configurația din dreapta arată fiecare dintre cele 6 sectoare subdivizate în continuare în 3 panouri.

* Această lucrare a fost sponsorizată de Comandamentul de Apărare Strategie al SUA (USASDC) prin Departamentul Forțelor Aeriene.

„Opiniile exprimate sunt cele ale autorului și nu reflectă politica sau poziția oficială a guvernului SUA”.

În prezent, semifabricate de silice topită, de o calitate optică potrivită pentru această fereastră, sunt disponibile în dimensiuni de până la aproximativ 1,1 m diametru, ceea ce este adecvat pentru designul cu optsprezece panouri. Sa raportat că, cu o anumită dezvoltare, ar putea fi produse semifabricate cu diametrul de până la 2 m, care ar fi suficient de mari pentru a fabrica conceptul de șase sectoare; totuși, până în prezent nu au fost realizate semifabricate cu diametrul de 2 m. Trebuie remarcat faptul că conceptul monolitic este mult mai greu decât celelalte două concepte. Diferența de greutate este mică între cele șase sectoare și cele optsprezece concepte de panou.

Configurația monolitică a fost rapid eliminată din considerare deoarece nu pot fi fabricate semifabricate de calitate optică de 3,5 m diametru, 20 cm grosime în acest moment. Între configurațiile cu șase sectoare sau optsprezece panouri, conceptul preferat este configurația cu șase sectoare, deoarece costurile de șlefuire și lustruire sunt mai mici pentru un număr mai mic de piese de fereastră, cadrul de susținere este considerabil mai simplu și diferența de greutate între cele două configurații este mică. Cu toate acestea, înainte ca configurația cu șase sectoare să poată fi considerată un proiect practic, ar trebui să se demonstreze că piese de material pentru ferestre de calitatea și cantitatea optică necesară ar putea fi produse într-o dimensiune suficient de mare (2 m în diametru). Din motivele de mai sus, configurația cu optsprezece panouri a fost aleasă ca concept principal, iar restul acestui raport este dedicat conceptului cu optsprezece panouri.

Tabelul 1. Comparația proprietăților materialelor

	Silice topită1BK-72InvarTitan 6AL-4VAaluminiu 6061
Densitate, kg/m3	2,2002,5008,1004,4002,700
Căldura specifică, J/kg 'C	741857502565963
Conductivitate, W/m 'C	1.371.1110.57.2171.6
CTE, ppm/*C	0,57,11,48,823,4

Modulul de elasticitate, GPa   728114511469
dn/dT, ppm/'C   10,52,4---
dn/dp, m/Pa m   3,52X10122,77X1012---
Indicele de refracție 1.461.51---
Absorbție de suprafață, ppm/suprafață 300300---
Absorbție de volum, ppm/cm 50200-800---
Indicele de refracție a aerului la 32' F și 1 atmosferă, 1,000293.
Indicele de refracție a heliului la 32' F și 1 atmosferă, 1,000035.

Două materiale pentru ferestre, silice topită Corning1 cod 7940 și Schott2 BK-7, au fost luate în considerare pentru utilizare ca material pentru fereastră la lungimea de undă de 1,06 pm. Silice topită are un coeficient scăzut de expansiune termică (CTE) și o absorbție volumetrică; dar are un indice relativ mare de variație de refracție cu schimbările de temperatură, (dn/dT). BK-7 are un CTE relativ ridicat și o absorbție volumetrică, dar un dn/dT relativ scăzut. S-a constatat că ambele materiale au performanțe optice acceptabile pe baza proprietăților fizice obținute din surse publicate. Proprietățile materialelor sunt comparate în tabelul 1.

3 CONFIGURARE CADRU SUPORT

Deoarece fereastra este subdivizată în optsprezece panouri, marginile fiecărui panou trebuie susținute și etanșate cu un cadru de susținere. Această structură de cadru de susținere trebuie să fie suficient de puternică și rigidă pentru a menține panourile ferestrelor etanșate și în locurile necesare în toate condițiile de încărcare. În plus, cadrul de susținere va oferi suport și protecție pentru cablajul electric, instalațiile de răcire, sistemul de control al stratului limită (BLC) și, probabil, oglinda secundară.

Blocarea fasciculului laser este nedorită și trebuie redusă la minimum. Blocarea va varia direct cu lățimea elementelor cadrului cadrului-suport. Elementele cadrului sunt limitate la o lățime de 25 mm, ceea ce va duce la o blocare de 4,8% din puterea totală a laserului pentru configurația panoului. De asemenea, pentru a minimiza blocarea, cadrul-suport trebuie să coincidă cu blocarea fasciculului cauzată de structura de susținere a oglinzii secundare și cu îmbinările dintre segmentele oglinzii primare, dacă sunt segmentate. Proiectarea prudentă ar combina structurile de susținere pentru oglinda secundară și fereastră pentru a minimiza blocajul.

Panourile de fereastră și configurația cadrului de susținere sunt prezentate în Figura 3. Panourile de fereastră sunt susținute pe 6 grinzi radiale cu lungime completă și 6 grinzi cubi radiale de jumătate de lungime legate structural împreună cu trei ferme circumferențiale, una la raza exterioară a ferestrei, unul la raza interioară și unul cam la jumătatea distanței. Ansamblul suport-cadru are o grosime de 0,23 m în direcția fasciculului laser, în timp ce lățimea fiecărui element individual este de 25 mm. Porțiunea centrală cu diametrul de jumătate de metru a ferestrei este umbrită de oglinda secundară. Această zonă este sigilată pentru a asigura separarea dintre heliu și aer.

Figura 3. Fereastra de ieșire solidă

Un sistem de control al stratului limită este utilizat pentru a reduce diferențele de cale optică asociate cu nepotrivirile de temperatură între suprafețele ferestrelor și gazele adiacente. Sistemul de control al stratului limită constă dintr-o serie inelară de duze radiale orientate spre exterior, situate în centrul ferestrei în zona blocată de oglinda secundară. Duzele suflă heliu pe interior și aer pe suprafețele exterioare ale ferestrelor. Conductele de alimentare pentru duzele cu heliu și aer sunt direcționate prin grinzile radiale ale cadrului suport.

Deflectoarele răcite sunt utilizate pentru a minimiza distorsiunile termice și pentru a proteja elementele individuale ale cadrului de susținere de raza laser. Deflectoarele sunt suprafețe reflectorizante optic înclinate la unghiurile adecvate pentru a reflecta fasciculul laser prin fereastră fără a afecta cadrul de susținere. În plus, suprafețele reflectorizante sunt curbate pentru a răspândi puterea reflectată. Acest lucru va limita încărcătura suplimentară de căldură pe fereastră la 20% gestionabil din sarcina termică inițială.

Materialele candidate pentru cadrul suport sunt listate în Tabelul 1. Aluminiul a fost primul material luat în considerare deoarece este relativ ieftin, corturile într-o mare varietate de forme structurale, iar densitatea și rigiditatea sa sunt foarte apropiate de cea a silicei topite și BK. -7. Cu toate acestea, CTE este destul de diferit atât de silice topită, cât și de BK-7. Aceasta înseamnă că, pe măsură ce temperatura se schimbă, diferențele de CTE vor induce solicitări în sticlă și în cadrul suport, cu excepția cazului în care este concepută o tehnică care să lase geamul etanșat să se miște în raport cu cadrul suport. Materialele alternative sunt Invar care are o potrivire CTE relativ apropiată cu silicea topită sau titanul care are o potrivire CTE relativ bună cu BK-7. Utilizarea acestor materiale ar tinde să amelioreze problema dilatației termice diferențiale. Atât titanul, cât și Invar sunt mai dificil de lucrat, nu sunt ușor disponibile în forme structurale, mai grele și mai scumpe decât aluminiul. Greutățile cadrelor de susținere au fost estimate la 70.110 și 200 kg pentru aluminiu, titan și, respectiv, Invar. Celelalte greutăți ale sistemului utilizate în analizele ulterioare au fost 340.140 și 50 kg pentru panourile ferestrelor, oglinda secundară cu structură de susținere și, respectiv, sistemul de control al stratului limită. Prin urmare, greutatea totală a sistemului este proiectată a fi cuprinsă între 600 și 730 kg, în funcție de materialul fermei utilizat.

4 ANALIZE STRUCTURALE

Codul computerului MSC/NASTRAN4 a fost folosit pentru a verifica conceptul de proiectare. Au fost generate două modele de calculator. Primul model a reprezentat cadrul de susținere structurală din aluminiu cu ferme circumferențiale, grinzi radiale și panouri de ferestre simplificate. Acest model a fost utilizat pentru a estima tensiunile și deformațiile cadrului de susținere. Al doilea model a fost o reprezentare detaliată a celui mai mare panou de fereastră. A fost folosit pentru a prezice tensiunile și deviațiile ferestrelor. Greutățile prezentate mai sus au fost utilizate în analize.

Condițiile de încărcare utilizate în analize au fost 1 g normal cu suprafața ferestrei, 1 g paralel cu suprafața ferestrei, 1 g normal cu suprafața ferestrei și o sarcină de presiune internă de 760 Pa (0,11 psi) și 1 g paralel cu suprafața ferestrei. suprafata ferestrei si o presiune interna de 760 Pa. O sarcină de vânt de 36 m/s (80 mi/h) ar reprezenta o presiune externă de aproximativ 700 Pa. Grosimea panourilor ferestrelor a fost dimensionată pentru a limita tensiunile maxime de întindere la 1 MPa (150 psi). A fost utilizat un factor structural minim de siguranță de 4 în cazul în care defecțiunea piesei ar putea cauza deteriorarea oglinzilor primare sau secundare.

Analiza structurală a verificat că cerințele structurale sunt îndeplinite de proiectarea panoului prezentat în acest raport. Deformarea maximă prevăzută în timpul funcționării a fost de 0,23 mm. Frecvența naturală a primului mod a ansamblului suport-cadru și fereastră a fost calculată la 39 Hz.

5 ANALIZE TERMICE

Va exista o oarecare absorbție reziduală în vrac și absorbția de suprafață a puterii laserului în materialul ferestrei, rezultând o creștere a temperaturii. Sunt necesare acoperiri anti-reflex pe fiecare suprafață a ferestrei pentru a minimiza reflexiile de suprafață. Este necesar un material de bună calitate optică pentru a minimiza absorbția în vrac, incluziunile și bulele din materialul ferestrei.

Codul computerului cu element fmite MSC/NASTRAN4 a fost utilizat într-o analiză termică tranzitorie pentru a calcula creșterea temperaturii în fereastră ca o funcție a razei ferestrei și a timpului de rulare a laserului. Datele prezentate în acest raport se bazează pe creșterile de temperatură per megawatt de putere de ieșire a laserului. Valorile temperaturii pot fi scalate pentru diferite niveluri de putere.

S-au făcut următoarele ipoteze: o distribuție gaussiană a intensității pe fascicul, proprietățile materialului și ale suprafeței așa cum se arată în tabelul 1, căldura reflectată de la deflectoarele răcite adăugate acolo unde este cazul și coeficienții de transfer de căldură convectivi aplicați atât suprafețelor interioare, cât și exterioare pentru a ține cont pentru prezența gazelor de control ale stratului limită. Distribuția gaussiană a intensității puterii este dată de

^^expÇ-^/w2) (i)

7CW2

unde I este intensitatea puterii în punctul de interes, PkXil este puterea totală de ieșire a laserului (un megawatt în acest raport), R este poziția radială până la punctul de interes de pe fereastră și w este raza fasciculului gaussian . Pentru aceste analize a fost presupusă o rază a fasciculului Gaussian de 1,55 m.

Coeficienții de transfer de căldură convecți au fost determinați experimental.3 Expresiile pentru coeficienții de transfer de căldură convectivi utilizați în analizele termice sunt date mai jos.

Pentru partea de aer a ferestrei ¿ _ 29/y¡R -Rd/m2 'C(2)

Pentru partea cu heliu a ferestrei = 2101 y]R -RoW/m2 'C(3)

Aici h este coeficientul de transfer de căldură de interes; R este distanța radială, în metri, până la punctul de interes; iar Ro este distanța radială, în metri, până la planul de ieșire al duzei cu jet. Expresiile coeficientului de transfer de căldură prezentate mai sus sunt conservatoare pentru valori mici ale lui R.

Variațiile de temperatură ale ferestrei au fost calculate pentru diferiți timpi de rulare a laserului. Temperaturile la starea de echilibru sunt atinse în aproximativ 500 s. Figura 4 arată creșterea temperaturii celui mai fierbinte punct de pe fereastră în funcție de timp. Figura 5 prezintă distribuția radială a temperaturii în funcție de timp. Locația maximă a temperaturii pe fereastră se deplasează radial spre exterior în timp, la aproximativ 0,57 m când se atinge temperatura de echilibru.

Figura 4. Creșterea temperaturii ferestrei

6 ANALIZE A DIFERENȚEI DE CALĂ OPTICĂ (OPD).

Această secțiune va prezenta rezultatele calculate ale OPD-urilor ferestrei de ieșire induse de (1) variațiile indicelui de refracție, (2) deviațiile ferestrei de ieșire și ale cadrului suport, (3) variațiile de temperatură ale materialului ferestrei, (4) stratul limită. control și (5) toleranțe de fabricație.

Variațiile indicelui de refracție, dn, de la bule la bule pot fi de până la 10 ppm pentru silice topită. O fereastră de 1,5 cm grosime, th, ar avea, prin urmare, o variație a OPD de (dn)(th) = 0,15 μτη.

Deformarea qt sag a ferestrei și cadrului de susținere are ca rezultat trei componente ale OPD care sunt discutate individual mai jos. Deformarea maximă a ferestrei este estimată la 0,23 mm din analiza structurală în cele mai proaste condiții de încărcare.

Prima componentă a OPD din cauza căderii ferestrei și cadrului este cauzată de diferența dintre indicele de refracție al heliului (în interiorul directorului de fascicul) și aer (în afara directorului de fascicul). OPD rezultată este diferența dintre indicele de refracție al celor două gaze înmulțit cu deformarea totală a panourilor ferestrelor. Folosind deviația estimată de 0,23 mm, se obține un OPD maxim de 0,06 g.

A doua componentă a OPD indusă de deformarea ferestrei este cauzată de o modificare a indicelui de refracție a materialului ferestrei din cauza solicitărilor mecanice din materialul ferestrei. OPD este (dn/dp)

(L(Ath)(s)) unde dn/dp este indicele modificării de refracție pe nivel de tensiune pe unitate de grosime, Àth este grosimea incrementală și s este nivelul de efort asociat cu fiecare element incremental. grosime. Prin proiectare, tensiunile din silice topită nu vor depăși 1 MPa (150 psi) de vârf. O solicitare uniformă de 1 MPa prin grosimea ferestrei corespunde unui OPD maxim de 0,05 g.

A treia componentă a OPD datorită deflexiunii ferestrei este creșterea aparentă a grosimii materialului din cauza pantei de la marginea ferestrei. OPD rezultat poate fi exprimat ca

OPD = (th) (n -1) I------ L. D -1 !   (4)

' ^cos2zi1D/nÆ J   νυ

unde th este grosimea materialului ferestrei, Пi este indicele de refracție a gazului din telescop, n este indicele de refracție al materialului ferestrei, D este deformarea centrului ferestrei și R este raza a ferestrei. O deviere estimată a ferestrei de 0,23 mm are ca rezultat o OPD de 0,001 gm.

Variațiile de temperatură de-a lungul materialului ferestrei vor cauza OPD datorită modificărilor de grosime date de (CTE)(AT)(th)(nl)/(lg) și din cauza modificărilor indicelui de refracție dat de (dn/dT)(AT)(th).). Here ΔT este diferența maximă de temperatură pe fereastră și g este raportul lui Poisson. Pentru calculele OPD, a fost utilizată temperatura medie integrată în raport cu grosimea pe întreaga fereastră. OPD-urile totale necorectate rezultate, în micrometri pe megawatt, față de rază sunt prezentate în Figura 5. Figura 6 arată OPD-urile reziduale, în nanometri pe megawatt, de vârf la vârf după polarizare, înclinare și corecții de focalizare pentru variații de timp. OPD-urile reziduale au fost calculate folosind codul computerizat FRINGÉ5. Figura 7 Consolidează informațiile și prezintă valorile rms OPD, în nanometri pe megawatt, în funcție de timp, în secunde, ca o singură curbă. Aceste valori sunt conservatoare pentru valori mici ale lui R din cauza coeficienților conservativi de transfer de căldură utilizați în analizele termice. După cum se poate vedea, valoarea de echilibru este de aproximativ 0,008 gm rms per megawatt de putere de ieșire a laserului. Crestătura în formă de „V” la o rază de aproximativ 1,3 m este cauzată de nicio intrare de căldură în zona ferestrei care este umbrită de cadrul de sprijin circumferenţial. Denivelările de la aproximativ 1,1 și 1,5 m arată efectul căldurii reflectate de la deflectoarele răcite utilizate cu elementele cadrului de susținere.

0.2 0.4   0.5 0.611.21.41.6 1.8

RAZA, METFRS

Figura 5. OPD necorectate și creșteri de temperatură

OPD-urile sistemului de control al lavei de frontieră, asociate cu variațiile de densitate a gazului în gazul adiacent fiecărei suprafețe de fereastră, sunt rezumate în Figura 7?

Toleranțele de fabricație care cauzează OPD sunt planeitatea panoului ferestrei, grosimea și variațiile de pene. Variațiile grosimii ferestrelor cauzate de toleranțele de grosime și pană dintre panourile individuale sunt cele două probleme mai mari și mai dificile de OPD.

Toleranța de planeitate pe o suprafață poate fi menținută cu un șlefuitor la între .07 și .25 μτη la 20 cm. Deoarece aceasta ar fi o variație aleatorie, nu ar fi eliminată prin ajustări de focalizare sau înclinare. O treime din această variație de planeitate, 0,08 pm, a fost presupusă ca valoare rms.

Toleranțele de grosime ale elementelor optice lustruite sunt în mod normal de ordinul a plus sau minus 100 pm aproximativ o valoare nominală. De obicei, grosimea absolută a elementelor optice nu este importantă, dar în această aplicație este critică. O variație a grosimii de 100 pm ar avea ca rezultat o OPD de (nl)(tol) care este de 45 până la 50 pm. Here toi reprezintă toleranța de grosime pe panourile ferestrelor. Toleranțele de pană ale elementelor optice pot fi menținute la câteva secunde de arc, iar pentru aplicații speciale, posibil până la o secundă de arc. Efectul unui unghi de pană este de a provoca o variație a grosimii panoului. OPD ar fi (nl)(B)(w) care este 5 până la 10 pm, unde B este unghiul panei în radiani și w este lățimea panoului. Aceste variații ar exista de la panou la panou și ar rezulta în pași în lungimile căilor optice între panourile adiacente.

După cum se poate observa, atât toleranțele de grosime, cât și de pană cauzează OPD mari. Au fost luate în considerare trei metode de rezolvare a acestei probleme și sunt discutate mai jos.

O abordare este să lustruiți toate panourile ferestrelor ca o fereastră cu diametrul de 3,5 m, cu fiecare piesă în poziția relativă corectă. Mai mulți vânzători de lustruire au sugerat că, probabil, toate piesele ar putea fi topite sau lipite într-o singură bucată de 3,5 m în diametru pentru procesul de lustruire. Deși manipularea devine mai dificilă, lustruirea ar fi mai controlată deoarece ar elimina discontinuitățile de grosime dintre panouri. O formă generală, uniformă a panei de mai multe secunde ar putea fi tolerată pe toată geamul anvelopei, deoarece ar putea fi corectată printr-o reglare a înclinării. Dacă este necesar, piesa unică lustruită poate fi separată ulterior în panouri.

A doua abordare ar fi să profităm de indicele diferențelor de refracție dintre heliu și aer și să ajustați pozițiile axiale relative ale panourilor individuale ale ferestrei. De exemplu, deplasarea unui panou de fereastră față de altul cu 4 mm (0,16 inchi) de-a lungul axei optice a directorului de fascicul ar varia lungimea căii optice cu un micrometru. Pe lângă poziționarea axială, panourile ferestrelor ar trebui să fie înclinate pentru a compensa variația grosimii datorată panei.

A treia abordare pentru a compensa variațiile grosimii panoului ferestrei ar putea fi utilizată dacă oglinda primară ar fi segmentată într-un model corespunzător ferestrei. În această abordare, segmentele oglinzii primare ar putea fi ajustate pentru a corecta OPD-urile introduse de diferențele în grosimea ferestrei.

În orice caz, este absolut necesar să se elimine efectele toleranțelor mecanice ale panourilor ferestrelor asupra OPD al fasciculului laser din cauza naturii extrem de mari a OPD.

Un rezumat al efectelor QPD este prezentat în Figura 7. Sa presupus că toleranțele de grosime și pană au fost adaptate la una dintre cele trei opțiuni enumerate în Secțiunea 5 și, prin urmare, nu sunt prezentate în acest rezumat. Atât variabile în timp (dn/dT și BLC) cât și nevariante (indicele de variație de refracție boule la bol și toleranțe de planeitate) sunt incluse valorile OPD rms pentru a arăta efectele relative ale fiecăruia.

Valorile OPD prezentate în Figura 7 sunt pentru panouri de silice topită. OPD-urile sunt listate în nanometri în raport cu timpul în secunde. Valorile care variază în timp sunt pe o bază per megawatt, în timp ce valorile nevariabile sunt independente de nivelul de putere. Valorile OPD sunt valorile rms reziduale după ce au fost eliminate porțiunile de polarizare, înclinare și focalizare ale aberațiilor. OPD-urile pentru BK-7 ar depinde de absorbția în vrac utilizată din Tabelul 1. Valorile ridicate și scăzute determină o variație a OPD-urilor, datorită controlului temperaturii și stratului limită, de ±50% din cele ale silicei topite.

Figura 7. OPD rezidual în funcție de timp

7 CONCLUZII

O fereastră de ieșire solidă, cu diametrul de 3,5 m, pare fezabilă pentru aplicațiile cu director de fascicul laser de mare putere, dacă poate fi atinsă toleranța de pierdere necesară la potrivirea grosimii optice a panourilor ferestrei. Aberațiile reziduale de ordin superior au fost estimate (după corecții de polarizare, înclinare și focalizare) și pot fi scalate la orice nivel de putere adecvat. Deformarile si tensiunile structurale pot fi mentinute in limite acceptabile. Dezvoltarea ferestrelor semifabricate cu diametrul de doi metri și utilizarea conceptului de sector ar simplifica considerabil proiectarea cadrului de susținere și a sistemului de control al limitelor.

8 MULȚUMIRI

Lucrarea care a condus la această lucrare a fost realizată în baza Contractului Air Force Nr. F19628-85-C-0002 și este sponsorizată de USASDC DASD-H-WD.

Autorul mulțumește cu recunoștință pentru contribuțiile RJBarile pentru analizele MSC/NASTRAN4 și FRINGE5.

9 REFERINȚE

1. Corning, Divizia de produse tehnice, Departamentul de produse avansate, Corning, New York, broșura „Fused Silica”.

2. Schott Glass Technologies, Inc.; Duryes, Pennsylvania; Catalog „Sticlă optică”.

3. Johnson, DC, „Controlul stratului limită pentru optica mare”, lucrările conferinței SPIE despre oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare, Los Angeles, California, ianuarie 1989.

4. MacNeal-Schwendler Corporation, MSC/NASTRAN Manual de utilizare. Corporația MacNeal-Schwendler, Los Angeles, California (1985).

5. Codul de calculator FRINGE dezvoltat la Universitatea din Arizona, Manualul FRINGE Versiunea 3; David Anderson, Centrul de Științe Optice, Universitatea din Arizona, aprilie 1982.

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

SESIUNEA 3

Optică mare, rezonatoare, etc

Scaun

David F. Edwards

Laboratorul Național Lawrence Livermore

Capacitate mare de testare a opticii la Centrul de arme navale

ÎS Bennett

Divizia de fizică, Departamentul de cercetare Centrul de arme navale, China Lake, CA 93555-6001

ABSTRACT

O capacitate cuprinzătoare de testare a opticii există la laboratoarele Michelson și Lauritsen, Centrul de arme navale. Putem evalua oglinzi acoperite sau neacoperite cu diametrul de până la 4 m sau cu distanțe focale de peste 25 m. Parametrii măsurați includ figura optică, defectele suprafeței și rugozitatea suprafeței, dependența totală și unghiulară de lumina împrăștiată, distorsiunea termică la temperaturi de la -190 la +100°C, anizotropia optică, uniformitatea acoperirii, caracteristicile de vibrație ale monturii și proprietăți optice (cum ar fi ca schimbare de fază asupra reflexiei și reflexiei absolute). La

fața locului se află o instalație excelentă de prelucrare a diamantelor și un magazin activ de optică, la fel și un depozit de optică pentru depozitarea temporară a opticii în condiții curate. Este oferită o descriere a acestor facilități.

INTRODUCERE

Naval Weapons Center (NWC) este cea mai mare unitate de Cercetare și Dezvoltare (R&D) din Marină – în suprafața ocupată (mai mare decât oricare dintre cele mai mici două state) și în personalul angajat. Este situat în inima deșertului Mojave, la aproximativ 160 de mile nord de Los Angeles, California și este bine izolat de zgomotul și vibrațiile traficului intens și de prezența smogului și a altor aspecte nedorite ale unui oraș mare. Vizibilitatea noastră atmosferică este frecvent de 100 de mile sau mai mult. În ciuda izolării noastre relative, ne aflăm la mai puțin de jumătate de zi cu mașina de majoritatea contractanților mari din domeniul aerospațial. NWC găzduiește facilități excelente de laborator, unele dintre cele mai bune din lume, și este remarcat în special pentru contribuțiile sale în domeniul opticii. Acum avem capacitatea de a manipula și testa optica de până la 4 m în diametru pentru o gamă de proprietăți diferite.

În prezent, există un interes considerabil în testarea opticii mari. Unele urmează să fie folosite în spațiu, altele în diverse aplicații terestre. Câteva exemple de optice mari sunt oglinzile telescopului, dispozitivele mari de rotire sau autocolimatoare, oglinzile laser cu distanță focală lungă și diverse alte componente incomod de mari. Operațional, o optică mare va fi definită ca orice optică care este prea mare pentru a fi manipulată în siguranță de către un singur om fără echipament special. De-a lungul anilor, NWC a dezvoltat o capacitate cuprinzătoare de a testa astfel de optici.

Unele dintre echipamentele de testare pentru optică mari sunt găzduite în Laboratorul Michelson (ML), iar cea mai mare parte din restul se află în Laboratorul Lauritsen (LL) alăturat, numit după profesorul Charles Lauritsen de la Institutul de Tehnologie din California, unul dintre fondatorii NWC. . O schiță a părții relevante a acestui laborator este văzută în Figura 1. Zona de testare pentru optica foarte mare este văzută în partea dreaptă a figurii ca o prelungire a compartimentului mare de testare a opticii. Direct în spatele acestuia se află Depozitul Optic. Optica cu diametre de până la aproximativ 1/3 m, inclusiv optica laser cu distanțe focale care pot fi de 25 m sau mai mult, sunt de obicei testate în compartimentul mare de testare a opticii. În partea stângă a figurii, la celălalt capăt al LL, se află Atelierul de optică, Instalația de strunjire a diamantelor, parte a Facilității de măsurare a rugozității suprafeței, Laboratorul de calorimetrie și BRDF și Laboratorul de daune cu laser. Laboratorul Total Integrated Scatter (TIS) este în ML. Descrierea unora dintre aceste zone este prezentată mai jos.

TESTARE OPTICĂ FOARTE MARE

Partea inferioară a zonei de testare optică foarte mare este văzută în figura 2. Podeaua este din beton cu grosimea de 1,2 m, se sprijină pe nisip și, pentru izolarea vibrațiilor, este independentă de restul clădirii. Camera în sine este foarte puternic izolată (R-30 sau mai

bine) pentru a preveni diferențele termice pe pereți și măsoară 9 x 9 x 18 m. Ușile glisante ale frigiderului care dau acces în această cameră au peste 4 m înălțime și lățime. Camera este dotată cu un sistem independent de aer condiționat filtrat care amestecă bine aerul; poate fi dezactivat pentru măsurători optice. Lățimea și înălțimea sa hclp pentru a minimiza problemele de stratificare a aerului. Ca o verificare suplimentară a straturilor de aer, am închis cu succes oglinzi mari în heliu pentru a demonstra că distorsiunea observată atunci când oglinda este montată vertical nu apare din stratificarea cu aer. O macara rulantă cu o capacitate de 10 tone este montată deasupra capului. Deține un Hydroset și un echipament adecvat de manipulare a vidului pentru mișcarea mare a oglinzii.

Un interferometru util pentru testarea opticii mari este prezentat în dreapta figurii 2 și, mai clar, în figura 3. Un interferometru de măsurare a fazei Zygo este montat în partea din spate a mesei de tip fagure de sus și o lentilă nuli lângă partea din față în această figură. Ele sunt aliniate rigid unul față de celălalt; apoi masa este aliniată cu oglinda pentru a fi testată folosind panoul de telecomandă de pe mansardă. Glisierele de aer sunt folosite pentru a obține cele 5 grade de libertate prin care masa de sus poate fi deplasată față de unitatea inferioară pentru o reglare fină. Lentila nuli poate fi, de asemenea, aliniată de la distanță pentru a minimiza coma.

—-------------------- 625' ----------------------*

Figura 1. Schița laboratorului Lauritsen care arată locația instalațiilor de testare optică Varions.

Figura 2 Zona de testare a opticii foarte mare.

Figura 3. Interferometru pentru testarea opticilor mari.

Suporturile de lanț sunt utilizate în mod obișnuit pentru a ține optica auxiliară larga pentru testare, de exemplu, parabola de 1,2 m prezentată în Figura 4. Sarcinile de sarcină de pe lanțuri situate în partea superioară permit o ajustare precisă a numărului pentru a minimiza distorsiunea și pentru a obține mari dimensiuni. -came de diametru cu distorsiuni de front de undă de aproximativ 1/20. Laserul montat în interiorul oglinzii parabolei a fost reglat astfel încât să coincidă cu axa parabolei folosind un test cu tăișul cuțitului. Această tehnică laser este utilă în alinierea elementelor asferice.

OPTICĂ LUNGĂ FOCALĂ

Testarea opticii cu diametre de 1/3 m sau mai puțin se face de obicei pe o masă de aer de 3,6 x 2,4 m din laboratorul alăturat. Folosind configurația de testare ilustrată în Figura 5, nesiguranța erorii mcasuremcnt este de aproximativ 1/20 val rms. Nu numai elementele optice, ci și oglinzile cu lungime focală foarte lungă și mai scurtă

pot fi măsurate cu precizie folosind acest sistem. Atât raza de curbură a sferei cea mai potrivită, cât și eroarea figurii optice pot fi măsurate chiar dacă raza de curbură este de zeci de metri. Deoarece cea mai mare parte a căii optice către și de la obiectul sursei punctuale virtuale din centrul de curbură al oglinzii este virtuală, turbulența este, de asemenea, virtuală. Astfel, este posibil să se efectueze măsurători precise ale opticii cu lungime focală lungă la orice var – mai degrabă decât numai în mijlocul nopții, așa cum este de obicei dacă se folosește un turn optic cu mai multe etaje.

Figura 4. Parabolă de 1,2 m-dianicter montată în lanț.

ZAPP

• 100

Figura 5. Diagrama schematică a configurației de testare a opticii cu distanță focală lungă.

RUGOZITATEA SUPRAFEȚEI ȘI LUMINĂ împrăștiată

Alte teste pe oglinzi includ măsurarea rugozității suprafeței sau a defectelor izolate, care se poate face prin realizarea unui număr de replici ale unor părți ale suprafeței oglinzii dacă oglinda este mare sau prin scanarea suprafeței oglinzii pentru lumină împrăștiată. Figura 6 prezintă replicarea unei oglinzi mari, iar Figura 7 prezintă microscopul Wyco Mireau de scanare a zonei utilizat pentru evaluarea replicilor. Un instrument modificat Talystep Stylus este, de asemenea, disponibil pentru a verifica rezultatele. Filosofia din spatele multor lucrări din acest laborator este că două sau mai multe tehnici de măsurare independente sunt de dorit atunci când parametrii critici trebuie să fie măsurați. Dacă oglinda are un diametru mai mic de 1/3 m, măsurătorile directe TIS pot fi făcute și folosind sistemul TIS prezentat în Figura 8. Deoarece sistemul este automat și controlat de computer, întreaga suprafață a oglinzii poate fi scanată pentru zone cu dispersie mare. ; adesea aceasta poate fi legată cantitativ de rugozitatea suprafeței în substrat sau de defecte de acoperire. Dcpcndența unghiulară a luminii împrăștiate, care este legată de lungimile de undă spațiale, precum și de înălțimea neregularităților de suprafață, este măsurată folosind sistemul BRDF controlat de computer în Laboratorul de Calorimetrie. O gamă de lungimi de undă laser care se extinde de la ultraviolet aproape la 10 mm în infraroșu este disponibilă pentru aceste măsurători, așa cum este și pentru măsurătorile TIS. Microscopia de interferență Nomarski este de asemenea utilizată și este esențială pentru evaluarea defectelor izolate ale

suprafeței. Evaluarea unei oglinzi mari folosind un microscop Nomarski montat orizontal este văzută în Figura 9.

Figura 6. Zona de testare optică foarte mare, unde măsurarea rugozității suprafeței unui munci mare este neclară.

Figura 7. Microscop Mircau cu scanare Arca pentru determinarea rugozității suprafeței.

Fidine S. (\4ii¡)iik'r-/ir)iiirulLd TI;' iiieasiircmciit facilitate.

Figura 9 Microscop Nomarski montat orizontal pentru detectarea defectelor pe suprafețele optice.

DISTORSIUNE TERMICĂ ȘI PROPRIETĂȚI OPTICĂ

O holografie intcrfcromcicr este utilizată în acest laborator pentru oglinzile de testare de până la 1/3 m în diametru sau distorsiuni termice la temperaturi criogenice. Sistemul (prezentat în Figura 10) este descris într-o lucrare complementară.1 Adesea apare o întrebare despre proprietățile optice ale unei opțiuni mari. Figura 11 prezintă un stand de testare mare care permite fixarea suprafeței oglinzilor cu un diametru de până la 1,2 m. Folosind rcmarkablc rcflcetomcter proiectat de Erie Anlhon de la Optieal Coating Laboratory Ine. (pentru care se află în mod recent rcccivcd Riehardson Modal al Societății optice din America), wc arc ablc pentru a mcasurc reflectanța infraroșu a oglinzilor mari cu o nesiguranță a unor părți fcw în lü4. Performanța instrumentului poate fi verificată folosind calorimctcr adiabatic computer-controllcd, care are o nesiguranță în intervalul 10'$. De asemenea, rcflcetomcter poate fi folosit ca un cllipsomclcr pentru a evalua cu acuratețe uniformitatea de grosime a acoperirilor optice de pe oglindă și pentru a identifica posibila anizotropie a suprafeței optice. Într-o lucrare complementară,2 se arată (folosind cllipsomctry în infraroșu) că, deși suprafețele patologice cu diamante pot introduce anizotropie în reflectanța optică, anizotropia în suprafețele obișnuite turnate cu diamant este mai mică de o parte din 104.

Figura 10. Holografie Thermal Distorstion Mcasurcmcnt Facility. Posibila distorsiune a oglinzilor lustruite sau nelustruite atunci când temperaturile de răcire la azot lichid pot fi măsurate în mod integral folosind această facilitate.

Figura 11. Stand de testare optică mare pentru mcasurarea oglinzilor până la

1,8 m în diametru pentru reflectanță și parametrii elipsometrici.

VIBRAȚIA MONTURILOR OPTICE

Instrumentele pentru analiza sensibilității la vibrații în componentele optice montate includ un interferometru HeNe scattcr și un interferometru Doppler în infraroșu. Prin scanarea rcmotă a monturii se poate determina amplitudinea și intervalul de frecvență al elementelor vibratoare.

ALTE FACILITATI

Un depozit optic de 15 x 30 m puternic izolat (unele dintre ele controlate de temperatură) și anumite rampe de încărcare sunt situate adiacent zonei de testare optică foarte mare pentru depozitarea temporară a componentelor optice. În plus, un magazin de optică de ultimă generație și o instalație de strunjire cu diamant pentru optică sunt localizate în LL, așa cum se vede în figura 1. Tehnici inovatoare de lustruire optică, cum ar fi bowl-fccd și lustruire float, despre care am demonstrat că poate produce roughncsscs de suprafață sub 1 A rms, arc studiat în Magazinul de optică. Tehnici precum strunjirea ncgativc-rake-anglc, care produce suprafețe de metal extrem de rezistente la deteriorare, au fost dezvoltate în instalația de strunjire cu diamant. Ne-am propus să proiectăm una dintre mașinile disponibile în comerț și să avem cea mai rigidă mașină de strunjit cu diamante raportată.

FACILITĂȚI VIITOARE PROPUSE

Se va construi un turn de testare vertical, astfel încât să poată fi evaluată distorsiunea figurii optice a oglinzilor cauzată de gravitație. Din experiența noastră, calculele NASTRAN ale acestei distorsiuni, deși indică amploarea problemei, nu sunt cantitative fiabile. În cele din urmă, trebuie să obținem suport pentru montarea camerei mari de test criogenie în vid prezentată în Figura 12. Ne va permite să facem măsurători interfcromtrice ale distorsiunii componentelor și structurilor optice mari atât în vid, cât și la temperaturi de criogenie. Cu acesta, evaluând mai întâi componenta cu ușa camerei închise și apoi deschizând ușa, putem evalua cantitativ și performanța sistemelor optice adaptive în corectarea turbulențelor.

Figura 12. Cryogénie vacuum test chambcr. Oglinzile foarte mari ar putea fi testate în condiții de cvasi-spacc în această cameră cu diametrul de 5 m și lungime de 10 m. Prin plierea fasciculului de testare în zona de testare a optică foarte mare, camera ar putea fi utilizată pentru a evalua oglinzi cu distanțe focale de 20 m sau mai mult.

CONCLUZIE

Importanța din ce în ce mai mare a opticii mari determină necesitatea de a-și asigura performanța cu acuratețe. La Michclson și Lauritsen Laboratories, Naval Weapons Center, există o instalație pentru fabricarea unor astfel de leziuni. Figura optică, capacitatea de împrăștiere a luminii, distorsiunea optică și termică, sensibilitatea la vibrații și proprietățile optice pot fi măsurate pentru optice cu dimensiuni în unele cazuri de până la 4 m în diametru. Adăugările viitoare propuse vor îmbunătăți în continuare aceste capacități. Anticipăm că aceste facilități vor avea o contribuție semnificativă la capacitatea noastră națională în domeniul opticii mari.

MULȚUMIRI

Lucrarea multor pcplc este descrisă în acest sondaj. O recunoaștere specială ar trebui acordată personalului Centrului de Arme Navale—Dr. Donald Decker, dr. Paul Temple, dr. Soc-Mie Née, dr. Jean Bennett, dl Floyd Kinder, dl Philip Archibald, dl Joseph Shaffer și dl Albert Ogloza – pentru rolul lor în dcvcloping acestor facilități. Dr. Gary Schocpflin și domnul Dennis Burge au contribuit, de asemenea, la utilizarea lor. Dr. Sadegh Siahatgar de la SPAWARSYSCOM, Washington DC, a adus contribuții foarte semnificative atât din punct de vedere tehnic, cât și administrativ la existența acestei capacități.

REFERINȚE

1. FA Kinder și H, E. Bennett, „Distorsion measurements at cryogénie temperatures on unpolishcd substrates using holographie intcrfcromclry," această conferință.

2. SF Née, HE Bennett, DL Decker, SD Grccnc și AA Ogloza, „Analysis of diamond-lurncd optics using cllipsomclry", această conferință.

Controlul stratului limită pentru optica mare*

David C. Johnson

Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory PO Box 73, Lexington, Massachusetts 02173-0073

ABSTRACT

Straturile limită termice necontrolate asociate cu suprafețele optice expuse la radiații laser de mare putere pot degrada semnificativ performanța optică. Straturile limită termice asociate cu oglinda primară ascunsă central sau cu fereastra de ieșire a unui expandator al fasciculului pe axă pot fi controlate prin plasarea unei rețele radiale de jeturi de gaz în obturarea centrală. Momentul rezultat și straturile limită termice au fost investigate experimental, iar rezultatele sunt utilizate pentru a prezice atât diferențele de cale optică mediate în

timp, cât și care variază în timp prin stratul limită al unei suprafețe optice încălzite cu diametrul de 3,5 m.

1. INTRODUCERE

Variațiile indicelui de refracție prezente într-un strat limită termic (TBL) adiacent unei suprafețe optice pot degrada performanța optică. Acest comportament a fost observat încă din 1955 de Steavenson [1], unde a descris „curenții în oglindă” (TBL) ca o sursă majoră de vedere proastă la telescop. Controlul straturilor limită termice prin potrivirea temperaturii suprafeței oglinzii cu temperatura aerului ambiant a fost propus de Hysom [2], care a descoperit că ventilatoarele ar putea fi folosite pentru a menține oglinzile solide cu o grosime de până la 76 mm în 2 K de mediu. Wong [3] s-a uitat la oglinzile răcoritoare din fagure. El a demonstrat că temperatura unei oglinzi de 60 cm poate fi menținută la 0,5 K de mediu. Cu toate acestea, chiar și aceste mici nepotriviri de temperatură între suprafața oglinzii și aerul adiacent pot duce la probleme semnificative de vedere. Gillingham [4] a măsurat degradarea imaginii telescopului anglo australian de 3,9 m ca 0,5 secunde de arc per diferență de temperatură kelvin.

Lowne [5] a sugerat controlul stratului limită termic al unei oglinzi primare prin plasarea unui inel de duze orientate spre exterior la obturarea centrală a oglinzii. Lowne a demonstrat această idee pe un segment fals al oglinzii primare pentru a arăta că TBL-ul ar putea fi redus semnificativ. Abramovici [6] a investigat jeturi similare emise pe suprafețe non-optice. După Abramovici, inelul duzei lui Lowne va fi numit un jet turbulent submersat semiconținut radiai (RSST). Această lucrare prezintă rezultatele unei investigații experimentale a stratului limită produs de un jet RSST. Aceste rezultate vor fi utilizate pentru a determina efectele stratului limită asupra performanței optice.

2. OPD indusă de STRAT LIMITĂ

Analiza folosește un sistem de coordonate cilindrice unde r este raza variabilă, φ este deplasarea unghiulară și z este direcția de propagare a fasciculului; vezi Figura 1. Condițiile inițiale și la limită sunt axi-simetrice și, prin urmare, variabilele fluidului sunt independente de poziția unghiulară. O excepție este regiunea din apropierea orificiilor duzei, care este discutată în secțiunea stratului limită de impuls.

Efectul stratului limită termic asupra performanței optice poate fi determinat prin evaluarea diferențelor de lungime a căii optice (OPD) în direcția de propagare a fasciculului. Pentru un TBL turbulent, OPD are o componentă medie în timp și o componentă variabilă în timp. În scopul acestui raport, componenta „medie în timp” este definită pentru a permite o dependență slabă de timp din cauza încălzirii graduale a suprafeței optice. Deoarece temperatura optică se modifică lent în raport cu turbulența termică, a fost utilizată o analiză cvasi-staționară. Pentru un punct dat din TBL, temperatura este

♦Această lucrare a fost sponsorizată de Comandamentul Strategiei de Apărare a Armatei SUA (USASDC) prin intermediul Departamentului Forțelor Aeriene.

„Opiniile exprimate sunt cele ale autorului și nu reflectă politica sau poziția oficială a guvernului SUA”.

caracterizat ca:

T(r, z)=T(r, z)+^(rz) (1)

unde T este componenta medie în timp și T' este componenta fluctuantă a temperaturii, unde scala de timp este mult mai scurtă decât constanta de timp termică a opticii. Pentru o rază dată, OPD datorată componentei medii în timp a TBL este:

8T(r)

OPD(r) = $- f [T(r, z)-TJdz

°* . (2)

iar componenta variabilă în timp a OPD este:

δ T(r)

OPD(r) = ^- J [T'(r, z) - T Jdz

O   (3)

unde δψ este grosimea TBL, T«, este temperatura gazului ambiental și dn/dT este modificarea indicelui de refracție cu temperatura. Pentru a evalua aceste integrații sunt necesare T(r,z), T(r,z) și ôq-(r). T(r,z) și &r(r) pot fi determinate prin trecerea unui senzor de fir rezistiv prin TBL și înregistrarea ieșirii DC. Cu toate acestea, dacă se dorește caracteristicile spectrale ale componentei variabile în timp a OPD, atunci trebuie utilizată o schemă de măsurare diferită. O metodă directă de evaluare a integralei din ecuația 3 este de a acoperi TBL cu un senzor de fir rezistiv a cărui rezistență este o funcție calibrată a temperaturii și a cărui constantă de timp termică este mult mai mică decât cea asociată cu componenta fluctuantă care trebuie măsurată. Diferența de temperatură dintre sondă și aerul ambiant este:

L₽

[T(r) - T_] = fL f [T(r, z) - T_]dz,

L·· .   (4)

unde lungimea sondei, Lp, este mai mare decât δψ. Rețineți că T(r,z) poate fi fie componenta medie în timp, fie componenta variabilă în timp a temperaturii, în funcție de scara de timp utilizată pentru măsurare. Ieșirea acestei „sonde de integrare” poate fi apoi analizată direct.

Utilizarea convecției forțate pentru a controla TBL introduce variații suplimentare de densitate cauzate de compresibilitatea gazului în

mișcare. OPD în funcție de distribuția vitezei stratului limită este dată aici ca:

δ. (r)

OPD(r, z) = Jo J“ [n „ - nm(r, z)] άζ (5)

Whw

- 1

k-1

n Jr, z) = 1 + κ£ = 1 + k[1 + ^M(r, Z)2] (6)

unde K este constanta Gladestone-Dale, p este densitatea gazului, n este indicele de refracție și k este raportul dintre

călduri specifice. Pentru a evalua această integrală este necesar numărul Mach M(r,z) și grosimea stratului limită ôjet(r).

cm

Figura 2. Aparat experimental.

Figura 1. Schema stratului limită.

3. APARAT EXPERIMENTAL

Câmpul de flux a fost generat folosind un diametru de 15,2 cm. Cameră goală din aluminiu care avea 144 de găuri cu un diametru de 0,66 mm (0,025 inchi) găurite în marginea sa exterioară. Aceste găuri au format o serie regulată de duze radiale îndreptate spre exterior. Trebuie remarcat faptul că înălțimea echivalentă a fantei duzei, b0, este aria acestor găuri împărțită la circumferința camerei. Alimentarea cu aer a camerei a fost reglată pentru a asigura un flux constant. Suprafața optică a fost simulată folosind o placă de 1,2 mx 1,2 m cu camera duzei plasată în centru.

Un manometru și un termocuplu au fost plasate în duză. Debitul duzei a fost măsurat folosind un rotometru. Câmpul de viteză a fost măsurat utilizând un sistem anemometru cu sârmă fierbinte TSI model 1054A cuplat la un senzor de sârmă de tungsten acoperit cu platină de 3,8 μιη, vezi Figura 2. Suportul sondei a fost atașat la un mecanism de traversare verticală.

Măsurătorile vitezei au fost efectuate la opt stații de date poziționate radial, variind de la 1,1 cm până la 53,0 cm de la duză. Firul fierbinte a fost traversat prin stratul limită în pași de 0,013 cm sau mai mult. Presiunea manometrică a duzei a fost variată între 34 și 210 kPa (5 și 30 psig) în trepte de 34 kPa (5 psi).

Coeficienții de transfer de căldură convectivi au fost măsurați utilizând șapte calibre de transfer de căldură montate la nivel într-o foaie de plexiglas de 1,2 mx 1,2 mx 1,3 cm; vezi Figura 2. Distribuția termică a TBL a fost măsurată cu aceeași sondă, dar într-un mod de curent constant. .TBL-ul a fost testat la șapte stații de date radiale, variind de la 3,3 cm la 53,0 cm, în trepte verticale de 25 gm sau mai mult. Presiunea de alimentare a duzei a fost variată de la 69 până la 210 kPa (10 până la 30 psig) în trepte de 34 kPa (5 psi). Suprafața optică încălzită a fost simulată prin lipirea a douăsprezece încălzitoare de film Mineo dreptunghiulare (7,6 cm x 0,6 cm) pe partea inferioară a unei plăci de aluminiu de 1,2 mx 1,2 mx 2,5 cm. Puterea către încălzitoare a fost reglată pentru a simula un profil de intensitate gaussian al formei:

I(r)= ^Ц-e-2('!/Л

7CWZ (7)

unde I este intensitatea, P¡n este puterea totală de intrare și w (egal cu 47 cm) este raza fasciculului gaussian. Temperatura suprafeței a fost măsurată utilizând opt termocupluri de tip K încastrate în placă și conectate la un termocuplu Fluke model 2176A.

Componenta turbulentă a TBL a fost măsurată utilizând o sondă de sârmă de tungsten acoperită cu platină cu diametrul de 3,8 pm x 8,9 cm lungime. Diametrul mic al firului utilizat în această sondă oferă un răspuns în frecvență de 2 kHz. Sonda a fost cuplată la un sistem de temperatură a firului rezistiv TSI Model 1054A. Semnalul de ieșire pentru modelul 1054A a fost analizat utilizând un analizor dinamic de semnal Hewlett-Packard Model 3562A. Sonda a fost plasată în TBL la patru stații de date radiale variind de la 12,7 cm până la 51,0 cm de duză. Datele au fost colectate la presiuni de alimentare a duzei de 34, 69 și 103 kPa manometric (5, 10 și 15 psig). Nu au fost utilizate distanțe radiale mai mari de 12,7 cm sau presiuni ale duzei mai mari de 103 kPa (15 psig) din cauza fragilității firului de 3,8 μτη.

4, MQMENTUM MĂSURĂRI STRAT LIMITĂ

Experimentul a folosit o duză formată din găuri discrete, mai degrabă decât o fantă continuă. Acest lucru a fost făcut pentru a evita variațiile de lățime a fantei în funcție de presiune și pentru a reduce posibilitatea de înfundare. Deoarece s-au folosit jeturi discrete, a fost examinată distanța la care câmpul de curgere devine uniform. Figura 3 este un grafic al vitezei de vârf în funcție de poziția unghiulară. Vârfurile din aceste curbe corespund jeturilor discrete.

Cele patru curbe reprezintă! distanța față de duză normalizată prin distanța dintre jet, d0. Presiunea de alimentare, Po, a fost de 138 kPa manometrică (20 psig). Pe baza acestor măsurători, criteriile de proiectare

Ri-Ro>10do (8)

a fost stabilit ca distanța dintre găuri necesară pentru a da un flux uniform la R_i, unde R_i este raza interioară a fasciculului laser și Ro este raza camerei duzei.

De asemenea, a fost determinat coeficientul de descărcare a duzei (Cd) în funcție de numărul Reynolds (Re), unde

c

dm

111 ideal

(9)

unde mexp a fost debitul masic măsurat și riiideai a fost calculat pentru o duză adiabatică, izoentropică ideală. Pentru condiții de debit sufocat, Cd a scăzut în intervalul 80-85%.

Figura 3. Uniformitatea câmpului de curgere.   Figura 4. Profiluri de viteză normalizate.

Datele experimentale privind viteza au fost utilizate pentru a determina δ și 8jet la u/Um = 0,5 unde δ este definit ca înălțimea la viteza maximă (Um) și ôjet este definit ca înălțimea la care componenta radială a vitezei este jumătate din maxim viteză. Înălțimea lui δ și viteza maximă experimentală Um au fost utilizate pentru a normaliza profilele de viteză experimentale (vezi Figura 4). Profilurile normalizate sunt reprezentate grafic cu profilul de viteză prezis al lui Abramovici (curba solidă). Profilele agréé bine, cu excepția regiunii ôjet. La această înălțime, incapacitatea senzorului de a distinge! între componentele orizontale și verticale ale vitezei gazului provoacă o eroare.

Valorile lui δ și ôjet la u/Um = 0,5 au fost utilizate cu profilul de viteză prezis al lui Abramovici pentru a determina 8jet la u/Um = 0,99. Corelațiile normalizate pentru δ și b (=8jet - δ) sunt date aici ca (vezi Figura 5):

o   (r-Ro)

8/b.= 4,49 + 7,23^—   (W)

(r-Ro)

b/b0 = - 5,79 + 56,8 k R °L

ло   (il)

Um determinat experimental este prezentat în Figura 6. O conelare pentru Um poate fi realizată prin ajustarea Ro la R* unde

R,=iR·

Corelația ajustată pentru Um este dată aici ca

δ/Ё0 ŞI Ь/ьо

Figura 5. Grosimea stratului limită de impuls normalizat.

Figura 6. Viteza maximă normalizată Um.

■ u“ , = 0,088 [rRR']~0 94

[Po/pf

(B)

Aceste corelații pentru δ, b și Um oferă un mijloc de a prezice distribuția vitezei produsă de un sistem de control TBL.

5, MĂSURĂRI STRATUL LIMITĂTOR TERMIC

Calibrele de transfer de căldură au fost utilizate pentru a determina coeficientul de convecție (h) în funcție de distanța radială de la duză și presiunea de alimentare a duzei. Figura 7 este un grafic al numărului Nusselt (Nu) față de numărul Reynolds al duzei (Re). Numărul Nusselt este definit ca

NT h<r”Ro)

Nu =

(14)

unde h este coeficientul de transfer de căldură convectiv și κ este conductivitatea termică a gazului. Numărul Reynolds duzei (Re) este definit ca

(15)

unde Po este presiunea măsurată a duzei, p este densitatea gazului ambiental, b0 este înălțimea fantei duzei și υ este vâscozitatea cinematică a gazului.

(0U - J)4

Figura 8 este un grafic al θ(γ,ζ) determinat experimental față de z la (r - Ro) = 10,9 cm, unde:

Curba solidă afișată este linia exponențială cea mai potrivită pentru date. Profilele termice nu s-au dovedit a fi funcții ale numărului Reynolds (Re) ale duzei. Acest lucru era de așteptat deoarece grosimea stratului limită de impuls nu este o funcție de Re.

Curbele de cea mai bună potrivire au fost determinate pentru fiecare distanță radială la care au fost preluate datele. Aceste curbe de cea mai bună potrivire au fost utilizate pentru a determina z(r) pentru θ=0,01. Acest z este definit ca fiind δτ. Figura 9 este un grafic al δτ în raport cu distanța adimensională de la duză. Potrivirile curbe ale profilelor termice au fost normalizate prin împărțirea z la δτ· Profilele au forma:

θ(r, z) --------τ-r log (z / δτ),

\ T'»(17)

unde n este o funcție a distanței radiale și este dat aici ca n = 10,3 - 0,62 [(r-Ro)/Ro]. Rețineți că această relație nu merge la unul la perete. Acest lucru se datorează faptului că există un substrat laminar subțire adiacent peretelui unde θ are o dependență funcțională diferită de z. Acest substrat subțire nu a fost investigat.

Corelațiile de mai sus pot fi acum verificate independent folosind sonda de integrare. Recalibra că această sondă poate realiza integrarea:

LP

[T(r) - T_] = /- Í [T(r, z) - T_]dz

LP O (18)

Partea dreaptă a acestei ecuații este ieșirea DC a sondei de integrare, iar partea stângă poate fi determinată prin înlocuirea coalațiilor de mai sus cu 0(r,z) și ôr(r). Aceste rezultate sunt prezentate în Figura 10. Curba reprezintă rezultatul măsurat al sondei de integrare, iar punctele de date sunt rezultatele efectuării integrării de mai sus cu corelațiile determinate experimental. Aceste rezultate se compară favorabil cu temperatura calculată, sub-predictând puterea sondei de integrare cu maximum 23% la raza cea mai exterioară.

δτ/bQ

Figura 9. Înălțimea stratului limită termic normalizat.

Figura 10. Comparația măsurătorilor stratului limită termic cu calculele.

Ieșirea variabilă în timp a sondei de integrare și a analizorului de semnal au fost utilizate pentru a genera curbe de temperatură de densitate spectrală de putere (PSD). Figura 11 arată datele PSD preluate la patru stații de date cu o distanță radială cuprinsă între

12,7 cm și 50,8 cm și la Po = 69 kPa (10 psig). Rețineți că puterea (aria de sub curbă) crește odată cu distanța de radiație din cauza creșterii lui δψ. Frecvența caracteristică a colțului (fc) scade odată cu creșterea distanței radiale. Acest lucru este atribuit scăderii componentei radiale a vitezei.

Sa determinat experimental că aceste curbe PSD ar putea fi normalizate cu temperatura împărțind temperatura rms a curbei la (Ts - T^), unde Ts este temperatura suprafeței. Figura 12 este un grafic al Tnns normalizat cu (Ts - T»). S-a determinat experimental că frecvența curbelor poate fi normalizată ca:

(Po/P)2

(19)

unde b0 este înălțimea fantei și p este densitatea gazului ambiental. Rețineți că acesta este numărul Strouhal cu viteza înlocuită cu (P0/p)1/2. Acești parametri de scalare au fost utilizați pentru a normaliza PSD de temperatură pentru sistemul de control TBL. Curbele normalizate au fost utilizate pentru a determina PSD-ul OPD pentru un sistem de 3,5 m.

TEMPERATURA PSD

500

5000

FRECVENȚA (Hz)

Figura 11. PSD a diferenței de temperatură prin TBL.

Figura 12. Diferența de temperatură rms normalizată prin TBL.

6, ANALIZA DIFERENȚEI CALEI OPTICE

Diferența de cale optică indusă de curgerea compresibilă în jetul turbulent scufundat radial semiconținut poate fi acum evaluată. Înlocuirea profilului de viteză prezentat de Abramovici [6] și a corelațiilor pentru δ, b și Um în ecuațiile 5 și 6 produce OPD în funcție de distanța r, lățimea duzei b0, presiunea în duză Po și tipul de gaz utilizat. Ecuațiile rezultate au fost rezolvate numeric. Figura 13 este o diagramă a OPD datorată compresibilității față de distanță pentru un sistem de control al stratului limită termic al aerului în care Ro/Ros = 0,125 și bo/Ro = .0015. Curba superioară reprezintă OPD la Po = 207 kPa gabarit (30 psig), iar curba inferioară reprezintă OPD la Po = 103 kPa gabarit (15 psig). OPD-urile datorate efectelor gazului compresibil s-au dovedit a fi de 25 nm sau mai puțin.

Componenta OPD indusă de TBL a fost determinată prin scalarea ieșirii sondei de integrare. Factorul de scalare este:

(2c;

unde dn/dT este modificarea indicelui de refracție cu temperatura, este ieșirea variabilă în timp a sondei de integrare, Tsm este temperatura suprafeței modelului, Tsf este temperatura suprafeței prezisă la scara tuli, Df este diametrul la scară completă, Dm este diametrul modelului, iar Lp este lungimea sondei de integrare. Factorul de scalare pentru componenta medie în timp este identic, cu excepția faptului că (T - T») înlocuiește T^. Deoarece temperatura suprafeței va varia în funcție de aplicare, OPD-urile prezentate în această secțiune sunt date pe diferența kelvin a Tsf.

Figura 14 prezintă PSD-ul OPD/ΔT pentru sistemul de control TBL. Aceste curbe au fost generate prin scalarea curbelor din Figura 11 cu ecuația 20. Frecvența acestor curbe a fost sigilată cu numărul Strouhal (ecuația 19).

OPD (μΐη)

Figura 15 este un grafic al OPD/ΔT față de distanța adimensională de la duză atât pentru componentele cu medie în timp, cât și pentru cele variabile în timp ale stratului limită termic. OPD/ΔT maxim al componentei cu medie în timp a fost de 0,014 μιη/K pentru un sistem de control TBL care funcționează în aer. Ipotezele făcute în determinarea cifrelor de mai sus sunt Ro/Ros = 0,125 bo/Ro = 0,0015 pentru Ros = 1,75 m. Componenta maximă variabilă în timp OPD/ΔT este 0,009 jim/K. Ambele curbe au fost generate prin scalarea ieșirii sondei de integrare cu ecuația 20.

Figura 13. OPD datorată efectelor compresibile în stratul limită.

Figura 14. PSD al OPD pentru un sistem de control TBL de 3,5 m.

7, CONCLUZII

Au fost făcute măsurători care caracterizează distribuția vitezei produsă de un jet turbulent submers, semiconținut radial. Sunt date corelații pentru grosimea stratului limită și viteza maximă ca funcții ale distanței radiale. OPD-urile de vârf din cauza efectelor de compresibilitate în aer cauzate de un sistem de control al stratului limită termic s-au dovedit a fi de 0,02 nm sau mai puțin.

A fost caracterizat experimental stratul limită termic produs de un jet turbulent scufundat radial semiconținut care acționează pe o suprafață încălzită. Au fost măsurați coeficienții de transfer de căldură convectivi și profilele stratului limită termic și s-au derivat corelații. Au fost măsurate spectrele de temperatură pentru diferite raze, permițând evaluarea efectelor variațiilor termice asupra performanței optice. Au fost prezentate predicții OPD/ΔT cu medie în timp și variabile în timp pentru un sistem de control al stratului limită termic de 3,5 m. Componenta medie în timp de vârf a OPD/ΔT

produs de sistemul de control TBL care funcționează în aer a fost găsit a fi 0,014 pm/K; componenta de vârf variabilă în timp a OPD/ΔT a fost găsită a fi 0,009 цт/K. A fost prezentat și un PSD de OPD/ΔT pentru acest sistem.

(r - Ro)/Ro

Figura 15. Componente medii în timp și variabile în timp ale OPD/ΔT pentru un sistem de 3,5 m.

REFERINȚE

1. Steavenson, WH, „Air Disturbance in Reflectors” 1955, Vistas Astr., 1.473.

2. Hysom, EJ, „Air Currents Above Mirrors”, 1972, J. Brit. astr. As., 82, 4.

3. Wong, W., „Măsurările termice și controlul unei oglinzi ușoare”, 5-6 septembrie 1983, Societatea Internațională pentru Inginerie Optică, volumul 444, pg. 211-217.

4. Gillingham, P. R„ „Seeing Measurements at the 3.9 m AAT”, 5-6 septembrie 1983. The International Society for Optical Engineering, Voi. 444, pag. 165-174.

5. Lowne, CM, „An Investigation Into the Effects of Mirror Temperature On Telescope Seeing”, 1979, Mon. Nu. R. astr. Soc., 188, pg. 249-259.

6. Abramovici, GN. Theory of Turbulent Jets, MIT Press, Cambridge, MA. 1963,475-489.

SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 183

Design neascuns al rezonatorului instabil pentru lasere cu diametru mare

Steven W. Townsend și James P. Reilly

WJ Schafer Associates Incorporated 2000 Randolph Road, Suite 205, Albuquerque, New Mexico 87106 și 321 Billerica Road, Chelmsford, Massachusetts 01824

ABSTRACT

Un design patentat anterior este re-examinat în ceea ce privește avantajele sale față de rezonatoarele convenționale, stabile și instabile, pentru laserele cu diametru mare. Sunt identificate două opțiuni de proiectare care fac rezonatorul mai practic de utilizat. Ecuațiile pentru specificarea parametrilor rezonatorului sunt prezentate împreună cu o discuție despre avantajele unice ale acestui design.

1. INTRODUCERE

Este foarte de dorit să existe un fascicul neascuns atunci când se studiază răspunsurile materialelor la iradierea cu laser de înaltă energie (HEL). Tehnica convențională a laserelor cu diametru mare este de a utiliza un rezonator stabil care produce un fascicul de ieșire neascuns, dar foarte divergent[1]. Când sunt necesare și intensități extrem de mari, sunt necesare oglinzi cu distanță focală foarte scurtă, care se pot deteriora din cauza apropierii lor de articolul testat. În mod ideal, este necesar un fascicul neascuns, cu divergență redusă, pentru a permite distanțe focale mari pentru a menține optica de focalizare finală la o distanță sigură de țintă. Acest design de rezonator are avantajul unei ieșiri neobturate a unui rezonator stabil plus divergența scăzută a unui rezonator instabil. Laserele coaxiale cu descărcare electrică cu dioxid de carbon (CO_2)[2] (EDCL) pot beneficia semnificativ de un astfel de design de rezonator.

Designul general al rezonatorului instabil neascuns și originea acestuia sunt prezentate mai întâi, urmate de două opțiuni de proiectare care fac rezonatorul mai practic. Sunt prezentate ecuații de proiectare a rezonatorului care calculează cifrele oglinzii rezonatorului având în vedere fracția de ieșire dorită și geometria câștigului. În concluzie, se discută despre avantajele și dezavantajele rezonatorului față de rezonatoarele convenționale.

2. DESIGN REZONATOR INSTABIL NEOBSCURAT

2.1 Proiectare generală a rezonatorului

Designul de bază este discutat într-un brevet[3] eliberat în 1975. Figura 1 prezintă o vedere în secțiune transversală a rezonatorului instabil neascuns, în timp ce Figura 2 arată secțiunea transversală a unui rezonator instabil în afara axului convențional. Un rezonator instabil pe axă convențional (Figura 3) este creat atunci când este produsă o suprafață de revoluție în jurul axei optice din Figura 2. Rezonatorul instabil neascuns (Figura 1) este produs în mod similar de o suprafață de revoluție în jurul ultimei - treceri - din secțiunea transversală din figura 2.

În proiectarea rezonatorului instabil neascuns nu există nicio axă optică, ci un cilindru optic. Oglinzile concave și convexe sunt suprafețe de toruri degenerate cu focare de linii circulare în loc de focare punctiforme. Cilindrul optic este definit prin conectarea liniilor circulare de curbură ale fiecărei oglinzi, în același mod în care axa optică este definită prin conectarea centrelor de curbură ale oglinzilor într-un rezonator instabil confocal convențional.

Ieșirea de la rezonatorul instabil neascuns este originală la cilindrul optic și merge spre linia centrală a laserului (Figura 4). O secțiune este extinsă radial spre interior, dar este comprimată în direcția azimutală pe măsură ce pășește înăuntru. Acest aspect al rezonatorului instabil neascuns are ca rezultat un feedback mai mare decât un rezonator convențional cu aceeași mărire radială (prezentat și în Figura 4).

Figura 1. Rezonator instabil neascuns

Ieșire laser

Ieșire laser

Figura 3. Rezonator instabil pe axă

θo·τIí

Zβ K Γ««4-ь«eκ

Figura 2. Rezonator instabil în afara axei

Vnobacured

(Fascicul circular)

76 % feedback

Figura 4. Vederi de capăt ale rezonatoarelor instabile pe axă și neobturate

2,2 Opțiuni de proiectare a rezonatorului

O problemă aparentă de proiectare este cilindrul optic. Nu există controlul modului azimutal, care este similar cu lipsa controlului modului lateral într-o oglindă cilindrică, rezonator instabil. Prin urmare, dacă rezonatorul instabil neascuns este aliniat greșit, cilindrul optic poate fi tăiat, rezultând în modul azimutal să curgă de pe marginea unei oglinzi. Pentru a reduce această problemă, designul din Figura 1 a fost modificat (vezi Figura 5). Suprafața oglinzii convexe se schimbă într-o suprafață fiat în afara cilindrului optic, rezultând o regiune stabilă care redirecționează energia - care ar fi în mod normal pierdută - înapoi în regiunea instabilă.

O a doua opțiune este utilizarea unui sistem de aliniere activ. Figura 6 prezintă o configurație posibilă. Diametrele oglinzii sunt ușor crescute pentru a permite formarea unei regiuni instabile în exterior din cilindrul optic. Modul inelar rezultat poate fi monitorizat pentru uniformitatea intensității, iar oglinzile sunt apoi ajustate pentru a menține alinierea.

Tehnicile de strunjire cu diamante pot produce cu ușurință aceste figuri de oglindă pentru laserele CO_2. Pentru lungimi de undă mai scurte, pot fi necesare alte tehnici de fabricație.

Figura 5. Prima opțiune de proiectare

Figura 6. A doua opțiune de proiectare

3. ALINIEREA REZONAtorului

Atât oglinzile concave, cât și cele convexe pot fi montate complet pe margine, evitând complexitatea păianjenilor utilizați în rezonatoarele instabile pe axă convenționale. Toleranțele de aliniere sunt calculate în același mod ca rezonatoarele convenționale stabile și instabile.

Dacă oglinda concavă din figura 6 este aliniată greșit printr-o înclinare în sensul acelor de ceasornic în jurul centrului său, atunci cilindrul optic se va deplasa spre exterior pe partea inferioară a rezonatorului și spre interior în partea de sus (vezi Figura 7). Partea superioară a rezonatorului va avea focalizarea oglinzii concave mutată spre dreapta. Și, în mod similar, partea inferioară a rezonatorului va avea o mișcare de mărime egală, dar spre stânga. În secțiune transversală, partea superioară are acum o ieșire convergentă, în timp ce partea inferioară a rezonatorului este divergentă. Aceasta va modifica ieșirea la un profil de intensitate în formă de semilună, indicând direcția erorii de înclinare. Rețineți că s-a format o gaură în fascicul și va crește pe măsură ce eroarea de înclinare crește.

4. ECUAȚII REZONATORILOR

Următoarele ecuații determină specificațiile oglinzii (D

afară'

Rj & R2) date fiind dimensiunile cavității

(^cavily an<^ L) și dorit out–couple fraction (Fouț.)· Pentru aceste ecuații se presupune că diametrul cavității (^cav^y) este *1®° diametrul cilindrului optic (D^j).

^out ^cyL

F * afară

Dcil

M =---------------

D . -D cy 1 out

f2 = M x fi

f I = f2 – L

fl = M x fi – L

(1)

(2)

(3)

(4)

(5)

fl_ M - 1

Ri = 2 x fi

R2 = 2 x Í2

Feedback-ul „ legat de mărirea (M) prin

F =1----------ь——_____—

înapoi ..2

M

Relația pentru un rezonator instabil confocal convențional este

F =-------—

spatele 2

M

iar pentru o oglindă cilindrică, rezonator confocal instabil

F =---------—

înapoi M

(6)

(7)

(8)

(9)

(10)

(И)

(12)

Figura 8 arată cum se modifică fracția de feed-back (P^ac^) în funcție de mărire (M). Pentru o anumită distanță, diametru și cuplare a rezonatorului dat, toleranța de aliniere este determinată numai de mărirea secțiunii transversale. Prin urmare, designul rezonatorului instabil neascuns are o toleranță de aliniere mai puțin sensibilă decât un rezonator instabil pe axă sau cilindric cu feed-back echivalent.

5. CONCLUZII

Acest design de rezonanță arată promițător pentru laserele cu diametru mare care necesită feedback optic ridicat. Ar trebui să aibă o divergență semnificativ mai mică decât un rezonator stabil echivalent. Într-un laser cu CO_2 de joasă presiune, în care timpii de funcționare lungi și puterea mare se intensifică, ar putea depăși pragul de deteriorare al unui cuplaj cu reflectare parțială, acest design ar putea utiliza o fereastră aerodinamică cu diametru mic pentru a elimina această problemă de durată lungă.

Oglinzile tome degenerate pentru laserele cu infraroșu îndepărtat se încadrează bine în posibilitățile tehnologiilor actuale de strunjire cu diamante. Penalizarea de principiu pentru beneficiile acestui design este dificultatea de a menține alinierea optică. Alinierea este mai dificilă decât un rezonator convențional, dar nu ar trebui să fie imposibilă. Valoarea acestor beneficii pentru comunitățile de testare a materialelor și a efectelor ar trebui să depășească cu mult orice complexitate adăugată în aliniere.

6. NOTAȚIA

Dout: Diametrul fasciculului de ieșire
Cavitatea D 4 : Diametrul de amplificare activ
% [redacted] : Diametrul cilindrului optic
F . out : Fracție out– cuplată
F back : Feedback de fracție
M :: Secţiune transversală mărire radială
Ri :: Oglinda #1 secțiune transversală Raza Curbură [tor convex]
R2 : : Secțiunea transversală a oglinzii nr. 2 Raza de curbură [tor concav]
fl : Distanța focală oglindă #1
f2 : distanta focala oglinda #2
L : Spațierea rezonatoarelor

7. REFERINȚE

1. SW Townsend, „Large multimode stable resonator propagation”, Simpozionul SPIE despre lasere și optică, nr. 1044–10 (1989).

2. DJ Harvey, R. Huli, ML Lânder, K. Maxwell & JP Reilly, „Design, construction and operation of 65 Kilowatt carbon dioxide electric descharge coaxial laser device”, SPIE's Symposium on Lasers and Optics, No. 1042-3 (1989).

3. JP Reilly, „Unstable Optical Resonator”, Brevetul Statelor Unite nr. 3.873.942, (1975).

Analiza măsurătorilor Boeing FEL Mirror

CE Knapp, VK Viswanathan și QD Appert

Laboratorul Național Los Alamos, Los Alamos, NM 87545

ABSTRACT

Aberațiile au fost măsurate pentru oglinzile finite care fac parte din rezonatorul inel Burst Mode al laserului cu electroni liberi (FEL) care este construit la compania Boeing Aerospace din Seattle, Washington. Această lucrare prezintă analiza acestor măsurători folosind codul GLAD, un cod de urmărire a razelor de difracție. Sunt prezentate pierderile de difracție în interiorul rezonatorului din cauza aberațiilor. Analiza a fost efectuată în două moduri diferite, o aproximare paraxială și un calcul complet 3-D și este prezentată o bună concordanță între cele două abordări. În final, este prezentată și analizată o propunere de soluție a problemelor cauzate de aberații.

INTRODUCERE

Autorii au analizat efectele pe care aberațiile măsurate1-2 ale oglinzilor finite le vor avea asupra ieșirii optice pentru configurația Burst Mode3 a programului FEL la Boeing Aerospace Company din Seattle, Washington. În realizarea acestui studiu au fost utilizate două abordări. O analiză paraxială a fost comparată cu o analiză tridimensională. Rezultatele acestor studii sunt prezentate și discutate aici.

Aberațiile de pe oglinzi provoacă pierderea energiei și deformarea fasciculului optic din rezonatorul laser. Ambele efecte provoacă o reducere generală a câștigului în cadrul rezonatorului. Prin urmare, este esențial să știm care va fi pierderea și forma fasciculului din cauza aberațiilor pentru a prezice performanța laserului.

Măsurarea aberațiilor, care a fost efectuată de ITEK Corporation, a fost redusă la polinoame Zernike. (Polinoamele Zernike modelează o suprafață tridimensională cu un set de polinoame ortogonale și reprezintă astfel plecarea de la o oglindă perfectă.) În reducerea aberațiilor de suprafață la polinoame, frecvențele spațiale înalte nu au putut fi modelate de Zernike. Prin urmare, frecvențele spațiale înalte au fost simulate în analiză folosind un generator de fază aleatorie.

A existat o întrebare dacă o aproximare paraxială ar putea fi utilizată pentru a modela problemele de difracție pentru optica cu incidență de pășunat, cum ar fi cele utilizate în modul de explozie FEL, sau dacă ar trebui utilizată o analiză tridimensională. Codul GLAD4·5 este capabil să facă ambele. Este un cod de difracție cu trasare de raze complet tridimensională.6 Calculează diferența exactă de cale optică la orice oglindă conică în orice orientare, punct cu punct de-a lungul suprafeței oglinzii, apoi adaugă această diferență de cale la frontul de undă optică ca fază. Schimbare. O comparație, așadar, a celor două abordări, paraxială versus tridimensională, este prezentată în această lucrare. Această comparație demonstrează un bun acord între cele două abordări.

Este descrisă și o posibilă soluție la problemele cauzate de aberații. În el, una dintre oglinzi este fie repoziționată, fie distanța focală este modificată. Sunt prezentate rezultatele modelării acestei soluții în cod și o discuție a problemelor implementării acestei soluții.

Mai întâi sunt descrise optica Burst Mode și apoi sunt discutate modelările paraxiale și tridimensionale. În continuare sunt prezentate o descriere a aberațiilor și o machetă a frecvențelor spațiale înalte. Sunt tabulate efectele aberațiilor asupra pierderilor de cavitate și a calității fasciculului. Autorii demonstrează apoi un acord bun între studiile paraxiale și 3-D. În continuare este prezentată o soluție propusă la problemele cauzate de aberații împreună cu rezultatele modelării acesteia în cod. În cele din urmă, concluziile sunt apoi revizuite.

I, REZONATOR DE MODUL BURT

Configurația optică Burst Mode,3 (vezi Fig. 1) constă din următoarele elemente optice: două oglinzi hiperboloidale, în afara axei, cu incidență de pășunat; două oglinzi paraboloidale în afara axei; doua oglinzi fiat; o deschidere la fiecare oglindă; și o deschidere la fiecare capăt al cavității wiggler. Fiecare hiperboloid este orientat la un unghi de incidență de 87° față de fascicul, măsurat de la normalul său la punctul de incidență. Cei doi hiperboloizi sunt poziționați cu focarele suprapuse, creând un rezonator aproape confocal. Fiecare pereche de hiperboloid de paraboloid formează un fascicul extins. Astfel, focalizarea fiecărui paraboloid coincide cu al doilea focar al fiecărui hiperboloid, iar fasciculul laser este colimat în partea din spate între cei doi paraboloizi. Fiat-urile sunt, de asemenea, situate în piciorul din spate. Decuplarea fasciculului optic se va realiza cel mai probabil cu un romb de rețea7, care ar înlocui perechea de fiat.

Lungimea totală a sistemului este de aproximativ 62 m. Grinda din piciorul din spate are aproximativ 10 cm în diametru, iar talia, în cadrul wigglerului, are o rază de aproximativ 0,0695 cm, cu o rază Rayleigh de 240 cm. Lungimea de undă fundamentală este 0,6328 μπι. Diametrele deschiderii sunt de aproximativ 5 ω, cu excepția celor de la hiperboloizi care sunt de aproximativ 4 ω, unde ω este raza (punctul de intensitate 1/e2) a fasciculului la deschiderea respectivă.

Il, STUDII 3-D VERSUS PARAXIALE

Cele două cazuri care vor fi comparate aici, cazul paraxial și un caz complet tridimensional, au fost ambele rulate pe GLAD,4.5,θ un cod de difracție cu capacități de trasare a razei tridimensionale. Ambele cazuri au fost conduse ca rezonatoare goale, adică fără câștig. Carcasa 3-D a modelat rezonatorul așa cum se arată în Fig. 1, fasciculul fiind propagat în jurul rezonatorului inel și reflectat de oglinzi cu reprezentarea corectă a suprafeței, ceea ce înseamnă că oglinzile hiperboloidale au fost modelate ca secțiuni în afara axei unui 3 adevărat. -D suprafață hiperboloidală la un unghi de pășunat-incident de 87°. Paraboloizii în afara axei au fost tratați în mod similar și

poziționați și orientați în locațiile lor adevărate, așa cum au fost cele două fiate. Elementele optice rămase modelate au fost deschideri la fiecare dintre cele șase oglinzi și una la fiecare dintre capetele wiggler-ului. Dimensiunea matricei utilizată a fost 128 x 128, iar propagatorul folosit a fost un propagator de „spectru de unde plane”.

Cazul paraxial este ilustrat în Fig. 2. Rezonatorul inel este parțial desfășurat într-o reprezentare a lentilelor subțiri echivalente paraxial. Lentilele subțiri negative înlocuiesc oglinzile hiperboloide, iar lentilele subțiri pozitive înlocuiesc paraboloizii. Oglinzile fiat sunt menținute ca oglinzi fiat la fiecare capăt al sistemului paraxial. Cu toate acestea, fíats au fost mutați de-a lungul piciorului din spate într-o poziție simetrică.

S-a resimțit că aberațiile măsurate asociate cu fíats sunt mici în comparație cu cele ale celorlalte oglinzi și, deoarece fasciculul este colimatat în picior din spate, repoziționarea fíats-urilor ar provoca modificări nesemnificative în proprietățile fasciculului. Această ipoteză este susținută de acordul bun dintre cele două studii. Lungimea totală a piciorului din spate (secțiunea colimate) este aceeași ca și pentru cazul 3-D.

Fasciculul laser, al cazului paraxial atunci când se deplasează spre dreapta, trece prin setul de lentile și wiggler, așa cum este indicat de finele solide cu săgeți îndreptate spre dreapta, iar când se deplasează spre stânga, se colimează și nu întâlnește lentile și este reprezentată prin linii întrerupte. Dimensiunile fasciculului și distanțele dintre elemente (cu excepția elementelor, așa cum s-a discutat deja) sunt aceleași ca pentru cazul 3-D. Deschiderile sunt de aceeași dimensiune ca în carcasa 3-D la fiecare lentilă și oglindă și la fiecare capăt al wiggler-ului.

Pentru a obține rezoluția de modelare a frecvențelor spațiale înalte, care va fi discutată în secțiunea următoare, a fost utilizată o matrice de 512 x 512 pentru cazul paraxial, împreună cu un propagator „nucleu mediu” care permite definirea modului în care fasciculul se află. filis matricea. Odată definit, fasciculul va fili matricea la același raport atât în câmpul apropiat, cât și în cel îndepărtat.

III. ABERAȚIILE OGLINZĂ

Aberațiile oglinzilor reale au fost măsurate de ITEK în baza contractului cu Rockwell International. Măsurătorile suprafeței au fost reduse la polinoame Zernike. Au existat până la 55 de coeficienți Zernike per oglindă și reprezintă aberația față de frontul de undă spre deosebire de eroarea de suprafață (un factor de 2 diferență). În cazul hiperboloizilor, a fost inclus și un factor cosinus pentru unghiul de pășunat-incidență și au fost eliminate frecvențele spațiale mari. Figura 3a este un grafic 3-D8 al datelor măsurate pentru unul dintre hiperboloizi (cu scara verticală foarte exagerată). Afișează aproximativ 24 de creste sau valuri de lățime aleatorie pe deschidere. Cincizeci și cinci de polinominale Zernike au fost potrivite pe această suprafață, iar frontul de undă pe care îl generează este prezentat în Fig. 3b.8 O ondulație de frecvență spațială joasă (trei cicluri de-a lungul deschiderii) este evidentă și reprezintă aproximativ 0,038 valuri (rms) de eroare a frontului de undă. . Frecvențele spațiale

înalte (HSF) care nu au putut fi potrivite reprezintă aproximativ 0,026 valuri (rms) de eroare a frontului de undă.

În câteva studii de caz, HSF-urile au fost aproximativ restaurate prin utilizarea generatorului de fază aleatorie netezită din GLAD. Are capacitatea de a specifica frecvențele spațiale medii în mod independent în direcțiile x și y. Astfel, definind frecvențele spațiale să fie mai multe deschideri largi într-o direcție și 24 de cicluri de-a lungul deschiderii în direcția ortogonală, se poate crea o ondulare liniară aleatorie pentru a imita crestele de frecvență spațială înaltă ale măsurătorilor originale. Figura 3c arată suprafața generată de Zernike din codul GLAD (rețineți că este rotită cu 90°) și aceasta a fost folosită ca bază la care au fost adăugate HSF pentru a recrea o aproximare (vezi Fig. 3d) la suprafața din Fig. 3a.

Ondularea liniară aleatorie ar trebui să fie suficientă pentru modelarea HSF, deoarece, deși provoacă o anumită cantitate de împrăștiere, care duce la o pierdere de energie la fiecare trecere în jurul rezonatorului, ele nu prevăd o deformare semnificativă a fasciculului. Frecvențele spațiale joase, care sunt reprezentate de Zernikes, apar ca eroare figura și provoacă astfel de aberații precum astigmatism, comă etc. și trebuie să fie reprezentate cu acuratețe. Detaliile fasciculului deformat sunt necesare pentru a calcula deformațiile termice ale oglinzilor și pentru a ajuta la proiectarea oglinzilor răcite.

JY, STUDIUL PARAXIAL

Un set de cazuri a fost rulat pentru studiul paraxial și sunt delimitate în Tabelul I. Fiecare caz a fost rulat pentru 64 de treceri în jurul rezonatorului. Cazul zero a fost „cazul nominal” fără aberații adăugate la oglinzi. Produce un fascicul

profil de intensitate care este gaussian (vezi Fig. 4) în toate punctele din jurul rezonatorului. Curba de pierdere (Fig. 5) este netedă și arată ca cea a unui oscilator ușor amortizat, amortizand la o valoare de aproximativ 0,1% pierdere pe trecere. Această pierdere se datorează strict deschiderilor. Deoarece decuplarea va avea loc în piciorul din spate colimat, este necesară o măsură a raportului Strehl și pentru acest caz este de aproximativ 0,99. Energia încercuită pentru fascicul la intrare și în centrul mișcării după 64 de treceri este prezentată în Fig. 6. Raza fasciculului la intrarea mișcării este de aproximativ 0,1 cm, iar în centrul mișcării este de aproximativ 0,0695 cm. , măsurată la punctele 1/e2. Energia încercuită pentru fascicul în orice punct din rezonator și cea pentru un gaussian adevărat de aceeași dimensiune a fasciculului se află chiar una peste alta, demonstrând că modul stabil al rezonatorului nominal este gaussian.

------------------------Tabelul I- Studiu paraxial cu aberații________ £ass-----------------
--- ---Aberație% Pierdere per trecere Strehl

niciunul 0.10.99
toate Zernikes 2.70.93
ail, mai putin 1,2, 3, 5* 3.10.95
ail, mai putin 1,2, 3* 2.40.96
ail + HSF mai putin 1,2,3, 5* 9.10.93
ail + HSF mai putin 1,2,3* 8.80.93

Matrice: 512x512 Passări: 64 Propagator: Nucleu mediu

„Numerele se referă la numerele Zernike: 1 = piston, 2 = vârf, 3 = înclinare, 5 = defocalizare.

Apoi au fost adăugate aberațiile oglinzii. Primul caz a inclus toți Zernik-urile pe toate cele șase oglinzi. Fasciculul de la intrarea wigglerului, după 64 de treceri, era cvasi-gaussian (Fig. 7) cu aripi neregulate. Fiind oarecum gaussian, fasciculul va experimenta probabil un câștig rezonabil într-un rezonator încărcat. Grinda din piciorul din spate a fost însă destul de deformată (vezi Fig. 8). Un astfel de fascicul ar putea cauza puncte fierbinți neașteptate și poate cauza deformarea sau deteriorarea oglinzii pentru fasciculele de mare putere ale nivelului de putere care este luat în considerare pentru programul FEL.

Curba de pierdere pentru acest prim caz este prezentată în Fig. 9. După 64 de treceri, pare să se atenueze până la aproximativ 2,7% pierdere per trecere cu un raport Strehl de 0,93 în piciorul din spate. Figura 9 arată o oarecare neliniște care se datorează concurenței în mod. Energia încercuită pentru fascicul la intrare și în centrul mișcării este prezentată în Fig. 10. Acesta arată un umăr pentru fascicul în centrul mișcării cauzat de energia suplimentară din aripi. Până la aproximativ 80% din energie este într-un fascicul mai îngust decât pentru fasciculul Gaussian al cazului nominal (Fig. 6); dar energia rămasă este răspândită mult mai larg în aripi. Fasciculul de la intrarea wiggler-ului este văzut a fi în general mai larg (Fig. 10) decât omologul său gaussian din cazul nominal (Fig. 6). Fasciculul de la ieșire a wiggler-ului este foarte asemănător cu cel de la intrare.

Al doilea caz are acele Zernik-uri îndepărtate care corespund pistonului, vârfului, înclinării și defocalizării. Numerele coloanei a doua a cazului 2 din tabelul I indică numărul Zernike pentru care coeficientul a fost setat la zero; adică pistonul este primul Zernike, vârful și înclinarea sunt numerele doi și trei, iar numărul cinci este defocalizarea. S-a considerat că aceste aberații ar putea fi eliminate în timpul alinierii oglinzilor și ar trebui să îmbunătățească lucrurile. După cum se poate observa din Tabelul I, totuși, pierderea s-a înrăutățit, dând o pierdere de 3,1% per trecere cu un raport Strehl de 0,95. Formele fasciculului sunt foarte asemănătoare cu Figurile. 7 și 8 din cazul unu. Energia încercuită sa schimbat foarte puțin; așa că lucrurile nu au fost îmbunătățite prin eliminarea acestor Zerniki.

Pentru a elimina defocalizarea, de obicei s-ar deplasa primul paraboloid de-a lungul axei optice; dar aceasta ar trebui să introducă aberații de ordin superior. Henee, eliminarea componentei de focalizare poate cauza probleme. Ca urmare, cazul numărul 3 a fost rulat cu termenul de defocalizare (al 5-lea Zernike) rămas și doar coeficienții piston, vârf și înclinare au fost setați la zero.

Curba de pierdere pentru cazul 3 a arătat o ușoară îmbunătățire față de cea din cazul 1, prin aceea că a scăzut la o valoare de 2,4% pierdere pe trecere, iar curba a fost considerabil mai puțin denivelată, indicând mai puțină competiție de mod. În rest, a fost destul de asemănător cu cel din cazurile 1 și 2. Formele fasciculului în diferite puncte de-a lungul rezonatorului și energia încercuită la intrarea în wiggler au fost, de asemenea, foarte asemănătoare cu cele din cazurile 1 și 2.

Așa cum a fost descris mai devreme, HSF-ul oglinzilor hiperboloidale ar putea fi imitat și adăugat la setul de Zernikes, care a format baza care descrie eroarea figurii a oglinzii. Aceasta apoi, în esență, recreează datele originale așa cum au fost măsurate. Astfel, începând cu cazurile 2 și 3, HSF a fost adăugat la cele două oglinzi hiperboloidale și rezultatele sunt prezentate în Tabelul I ca cazurile 4 și, respectiv, 5. Rezultatele arată o pierdere de aproximativ 9,1% per trecere pentru cazul 4 și 8,8% pierdere pe trecere pentru cazul 5, sau aproximativ o pierdere de 6% din cauza împrăștierii de către HSF în ambele cazuri. Este prezentată curba pierderilor pentru cazul 5

în Fig. 11, iar intensitatea fasciculului în piciorul din spate este prezentată în Fig. 12. Profilul de intensitate a fasciculului din Fig. 12 arată un zgomot de înaltă frecvență în intensitate, dar aceeași formă de bază din Fig. 8 este încă evidentă.

V. STUDIUL 3-D

O reprezentare 3-D adevărată a fiecărei suprafețe a oglinzii și a fiecărei poziții și orientare a oglinzii a fost utilizată pentru un studiu 3-D bazat pe aceleași condiții utilizate în Sec. IV, Tabel l, Cazurile 0-3. (Capacitățile 3-D ale codului GLAD au fost discutate mai devreme în Sec. II.) Dimensiunile matricei pentru acest set de cazuri au fost 128 χ 128, folosind propagatorul „spectrului undelor plane". Aceste cazuri, ca urmare, nu au rezoluția mare a cazurilor paraxiale și, prin urmare, cazurile HSF nu au fost rulate. Rezultatele ar trebui să fie aceleași, totuși, ca și pentru pierderea de 6% per trecere a cazurilor paraxiale.

Rezultatele „cazurilor 3-D" după 64 de treceri sunt prezentate în Tabelul II. Cazul zero sau „nominai" 3-D fără aberații a avut o pierdere de aproximativ 0,055% per trecere, iar fasciculul era gaussian.

Tabelul II. Studiu 3D cu aberații

de caz	(Zernike)% Pierdere pe trecereStrehl Back Leo
0	Niciuna0,0550,99
1	toate2.50.96
2	toate mai puțin 1,2,3, 5*3.00.96
3	toate mai puțin 1,2, 3*2.40.96

Matrice: 128 x 128   Propagator: spectru de unde plane Treci: 64
'Numerele se referă la numerele Zernike: 1 = piston, 2 = vârf, 3 = înclinare, 5 =   defocalizare.

Aberațiile sub formă de Zernikes au fost adăugate în același mod ca și pentru cazurile paraxiale și un set similar de cazuri rulat. Comparând Tabelele I și II de la caz la caz, se poate observa că a existat un acord bun între cazurile 3-D și cazurile paraxiale. Un exemplu de curbă de pierdere luată din cazul 1 (Tabelul II) este prezentat în Fig. 13 și ar trebui comparat cu Fig. 9. Exemple de intensitate a fasciculului la intrarea la wiggler și în piciorul din spate sunt prezentate în Fig. 14 şi respectiv 15 şi urmează a fi comparate cu Fig. 7 și, respectiv, 8.

Prin urmare, o concluzie este că există un acord bun între cazurile 3-D și cele paraxiale. Aceasta înseamnă că, pentru acest rezonator inel special, în ceea ce privește aberația, ne putem baza cu o asigurare rezonabilă pe rezultatele unui calcul paraxial. Abordarea paraxială este o metodă mult mai simplă și mai simplă și de obicei rulează mai rapid decât setările 3-D. Există totuși studii de dezaliniere și studii de polarizare de făcut pe modelul 3-D.

S-a făcut un studiu suplimentar pentru a afla ce set de aberații a fost cel mai responsabil pentru fasciculul deformat din piciorul din spate, cele de pe cei doi hiperboloizi sau cele de pe cei doi paraboloizi. Aplicarea Zernikes numai la hiperboloizi a produs o pierdere de aproximativ 1,47% pe trecere. Profilul de intensitate al fasciculului din piciorul din spate a fost împărțit într-un fascicul dublu cocoș aliniat într-o direcție situată în planul rezonatorului inel. Aplicarea doar a acelor Zernik-uri pentru paraboloizi a dus la o curbă de pierdere care a variat oarecum aleatoriu, dar părea să se apropie de o valoare între 1,3% și 1,6% pierdere pe trecere. Forma grinzii din piciorul din spate, pentru acest caz, a fost împărțită dramatic în două grinzi suprapuse. Când au fost introduși Zernik-urile numai pentru fíats, s-a văzut foarte puțin efect asupra fasciculului. Deci, aberațiile atât ale perechii de hiperboloizi, cât și ale perechii de paraboloizi contribuie aproximativ în mod egal la distorsiunea fasciculului.

A fost efectuat un studiu de deschidere pe cazul nominal. Deschiderile au fost introduse ca perechi simetrice pentru a afla unde a avut loc cea mai mare pierdere. Plasarea deschiderii numai pe cele două oglinzi hiperboloidale a arătat cea mai mare pierdere la 0,05% pierdere pe trecere. Perechea de deschideri de la fiecare capăt al wiggler-ului a cauzat o pierdere de aproximativ 0,005% pe trecere, iar perechile de pe oglinzi paraboide și fiat au avut o pierdere mai mică de 0,004% pe trecere. Prin urmare, deschiderile limitatoare sunt cele de la hiperboloizi. Ne-am aștepta la acest lucru deoarece, așa cum s-a subliniat în Sec. Eu, au cele mai mici deschideri în raport cu dimensiunea fasciculului.

VI. O POSIBILĂ SOLUȚIE

Prin adăugarea unui val de focalizare doar la primul paraboloid, s-a constatat că deformațiile fasciculului pot fi eliminate dramatic și fasciculul devine din nou destul de gaussian în toate punctele din rezonator, în ciuda includerii tuturor Zernik-urilor în toate cele șase

oglinzi. (cu excepția pistonului, vârfului și înclinării). Curba de pierdere, la fel de dramatic, se blochează fără oscilații la aproximativ 1 % pierdere pe trecere. Aceasta poate fi o soluție pentru a afecta aberațiile de pe oglinzi. In orice caz,

există probleme. Grinda din piciorul din spate devine mai mic în diametru (aproximativ 6 cm) decât carcasa nominală (10 cm), iar grinda din wiggler devine mai mare. În centrul mișcării, raza fasciculului devine aproximativ 0,12 cm, în timp ce cazul nominal este de 0,0695 cm. Fasciculul tinde să umple ușor deschiderile wiggler și par să devină deschiderile limitatoare în locul celor de la hiperboloizi. Fasciculul mai mic din piciorul din spate ar putea cauza deteriorarea oglinzii la puteri mari mai ușor decât carcasa nominală.

Un al doilea caz al acestei naturi a fost rulat cu un val de jumătate de focalizare adăugat doar la primul paraboloid. Rezultatele sunt prezentate în Fig. 16 până la 18. Curba de pierdere (Fig. 16) scade până la aproximativ 1% pierdere pe trecere. Fasciculul este în mod rezonabil gaussian și dimensiunea fasciculului în ambele picioare din spate (Fig. 17) și în wiggler este dozatoare față de cele din cazul nominal. Energia încercuită (Fig. 18) pentru fascicul atât la intrare, cât și la centrul dispozitivului de mișcare arată că fasciculul este destul de larg pe tot drumul prin mișcare. Comparați acest lucru cu Fig. 6 din cazul nominal.

Presupunând că se poate găsi un compromis rezonabil, următoarea întrebare este cum implementăm schimbarea focalizării asupra paraboloidului #1 într-un sistem real? Dacă sistemul ar fi cu adevărat paraxial, s-ar putea aproxima prin deplasarea paraboloidului de-a lungul axei optice pentru a efectua o schimbare a focalizării sistemului. În cazul real 3-D, totuși, paraboloidul este departe de axă și, prin urmare, este relativ fiat în comparație cu vârful paraboloidului. Deplasarea secțiunii în afara axei paraboloidului va provoca o schimbare foarte mică a curburii. În simularea de cod a modelului 3-D, focalizarea a fost adăugată centrată pe secțiunea în afara axei, oferindu-i o cantitate semnificativă de curbură. Acest lucru nu poate fi realizat în mod realist decât dacă oglinda este deformabilă.

Cealaltă problemă este să găsești în ce direcție să schimbi oglinda. Ar trebui să-l deplasați în direcția axei parabolice, sau în direcția fasciculului de intrare, sau în direcția fasciculului reflectat, sau poate într-o direcție compromisă? Unele dintre aceste posibile schimbări au fost încercate pe ACCOS V fără succes. Prin urmare, aceasta face parte din efortul actual.

VII. REVIZIA CONCLUZIILOR

În concluzie, s-a constatat că există un acord bun între modelarea paraxială și modelarea completă 3-D pentru studiile de aberație efectuate pe rezonatorul inel particular descris mai sus. Aceasta implică faptul că celelalte coduri bazate doar pe modele paraxiale pot fi folosite pentru a obține rezultate bune. Există încă unele subiecte,

cum ar fi nealinierea oglinzilor și polarizarea fasciculului, care trebuie analizate în întregime 3-D. Codul a avut recent adăugate capacități complete de polarizare 3-D, astfel încât acum poate calcula polarizarea punct cu punct pe suprafața oricărei oglinzi folosind fie matrice Jones, fie Mueller.

O a doua concluzie este că aberațiile măsurate ale celor șase oglinzi contribuie cu aproximativ 3% pierdere pe trecere de la frecvențele spațiale joase. Aberațiile de frecvență spațială ridicată de pe cei doi hiperboloizi contribuie cu aproximativ 6% pierdere pe trecere.

O a treia concluzie este că adăugarea focalizării primului paraboloid ajută la profilul fasciculului și la pierderea pe trecere, dar de asemenea face ca dimensiunea fasciculului din piciorul din spate să devină mai mică. Dimensiunea mai mică a fasciculului poate provoca daune asupra fiaturilor sau paraboloizilor. Acest lucru poate duce la o soluție simplă a modului de corectare a erorilor de suprafață a oglinzii, dar nu este clar în acest moment cum să implementați schimbarea focalizării pentru un sistem tridimensional real într-un mod practic.

MULȚUMIRI

Această lucrare a fost efectuată la Laboratorul Național Los Alamos și a fost susținută de Armata SUA, Strategie Defense Command, Programul FEL Burst Mode. Autorii le mulțumesc, de asemenea, companiei Boeing Aerospace și Kenneth C. Sun de la Divizia Rocketdyne a Rockwell International pentru sprijinul lor tehnic.

REFERINȚE

1. Kenneth Sun, „Independent Optics Review for GBFEL-TIE-RFLSS PHASE IA”, o publicație internă a Rockwell International, Rocketdyne Division (2151Y/12), februarie 1988.

2. Comunicare privată de la Dr. Kenneth Sun de la Rockwell International/Rocketdyne Division, Canoga Park, California (scrisoarea #88RC02232).

3. SV Gunn, KC Sun, „Design of Ring Resonator for Burst Mode Free Electron Laser”, AIAA '87 Conférence (AIAA-87-1280) Honolulu, Hawaii, 8-10 iunie 1987.

4. CE Knapp, VK Viswanathan, SC Bender, QD Appert, L. Lawrence și C. Barnard, „Analysis of FEL Optical Systems with Grazing-lncidence Mirrors”, SPIE Proc., Voi. 642, p. 214-221, 1986.

5. CE Knapp, V. K. Viswanathan, QD Appert, SC Bender, BD McVey, „Optical Analysis of High Power Free Electron Laser Resonators”, AIAA '87 (AIAA-87-1714) Honolulu, Hawaii, 8-10 iunie 1987.

6. G. Lawrence, C. Barnard și VK Viswanathan, „Global Coordinates and Exact Aberration Calculations Applied to Physical Optics Modeling of Complex Optical Systems”, SPIE Proc., Voi. 642, p. 173-179, 1986.

7. VK Viswanathan, PJ Wantuck, QD Appert, DJ Ristorasi, Kwok-on Tong, „Rhomb Gratings for Sideband Supression”, Optcon '88, Santa Clara, lucrare #WI1, 30 octombrie-4 noiembrie 1988.

8. Parcele din Fig. 3a și 3b provin dintr-o comunicare privată cu Dr. Kenneth Sun de la Rockwell International/Rocketdyne Division, Canoga Park, California.

Figura 1. Afișează schematic configurația rezonatorului în modul Burst pentru codul GLAD, așa cum este modelat în studiul 3-D.

Figura 2. Prezintă schematic configurația paraxială pentru rezonatorul în modul Burst pentru utilizarea în codul GLAD.

(3a)

(3b)

(3c)

Figura 3. O secvență de exemple care ilustrează datele nealterate pentru unul dintre hiperboloizi (3a), suprafața după montarea a 55 de Zernike determinată de Itek (3b) și diagramele din codul GLAD care arată suprafața sumei Zernike polinoame mai puțin termenii piston, vârf, înclinare și focalizare (3c) și în (3d) aceeași suprafață plus cantitatea necesară de ondulație liniară aleatorie de înaltă frecvență spațială pentru a se potrivi cu cea măsurată în (3a).

(3d)

Figura 4. Ilustrează fasciculul Gaussian la hiperboloidul #2 al cazului nominal sau ideal fără aberații pentru studiul paraxial. Fasciculul este gaussian la toate șase oglinzi, dar scalat diferit la fiecare poziție.

Figura 5. Curba de pierdere a cazului nominal pentru studiul paraxial indică convergența către un mod stabil cu aproximativ 0,1% pierdere pe trecere. Pierderea se datorează luminii care lovește deschiderile.

Figura 6. Energia încercuită pentru cazul nominal din studiul paraxial a fost luată la intrare și în centrul mișcării după 64 de treceri. Fasciculele gaussiene de o rază similară coincid cu aceste curbe fără nicio diferență vizibilă.

Figura 7. Aici este prezentat profilul de intensitate la intrarea wiggler cauzat de adăugarea tuturor Zernik-urilor pentru toate cele șase oglinzi pentru Cazul 1, Tabelul 1; energia este aruncată în aripi. Acesta este, de asemenea, reprezentativ pentru fasciculele din Cazurile 2 și 3 din Tabelul I din cauza similitudinii lor de doză.

Figura 8. Intensitatea fasciculului prezentată aici pentru Cazul 1 din studiul paraxial la hiperboloidul #2 este în esență aceeași cu cea din piciorul din spate (secțiunea colimată). Deci este folosit aici pentru a reprezenta fasciculul din piciorul din spate. Deoarece fasciculul este foarte deformat, în cazurile de mare putere, ar putea deteriora o oglindă răcită concepută pentru a gestiona un fascicul gaussian.

Figura 9. Curba de pierdere pentru Cazul 1 al studiului paraxial la intrarea wiggler converge spre o valoare de aproximativ 2,7% pierdere pe trecere. Creșterea indică probabil moduri concurente.

Figura 10. Energia încercuită pentru Cazul 1 al studiului paraxial atât la intrarea wiggler, cât și la centrul wiggler.

Numărul permisului

Figura 11 Pentru cazul 5 din tabelul I, a fost adăugată ondulația liniară HSF, iar curba de pierdere arată convergență la aproximativ 8,8% pierdere pe trecere, o creștere de aproximativ 6% a pierderii față de cazul 3.

Figura 12. Profilul fasciculului din Cazul 5, Tabelul 1 la hiperboloidul #2, care este reprezentativ pentru cel din piciorul din spate, arată un zgomot cu frecvență spațială mare, dar același profil de bază din Figura 8 este încă acolo.

Numărul permisului

Figura 13. Comparând această curbă de pierdere din Cazul 1, Tabelul II al studiului 3-D cu cea din Figura 9 arată o bună concordanță între modelul 3-D și modelul paraxial. Cazurile 2 și 3 din cele două studii au avut comparații la fel de bune ale curbelor lor de pierdere.

Figura 14. Acesta este profilul de intensitate pentru fasciculul studiului 3-D la intrarea în wiggler, Cazul 1, și trebuie comparat cu Figura 7 a studiului paraxial. Solzii sunt diferite, dar profilele sunt foarte asemănătoare, chiar și cu denivelările din aripi.

Figura 15. Acest profil de intensitate din studiul 3-D, Cazul 1, trebuie comparat cu Figura 8 a studiului paraxial și arată similitudinea grinzilor din piciorul din spate.

Numărul permisului

Figura 16. Odată cu adăugarea unui val de jumătate de focalizare la parabola #1 pentru cazul 3 al studiului 3-D, curba pierderilor converge la aproximativ 1 % pierdere pe trecere.

100,0

Figura 17. Această diagramă a fasciculului, profilul la hiperboloidul #2 arată cum este curățată fasciculul, de la cel din Figura 15 la un gaussian, dar ilustrează și cât de mai mic este fasciculul cu adăugarea unei jumătăți de val de concentrează-te pe paraboloid #1.

c 75,0

Φ

o

Φ

CL

CT

ω 50,0

Ш

Φ

O

ш 25,0

0,0

0

J"'— Faza în centrul mișcării

— Fascicul la intrarea wiggler

0,1   0,20,3

Razele fasciculului în cm

Figura 18. Energia încercuită pentru cazul cu focalizare adăugată la un paraboloid #1 pentru fascicul atât la intrare, cât și la centrul wiggler-ului. În comparație cu Fig. 6 a carcasei nominale, fasciculul poate fi văzut a fi mai larg pe toată lungimea wiggler-ului.

Replicarea CVD pentru aplicații optice

Jitendra S. Goela și Raymond L. Taylor

Morton Thiokol Inc./CVD Inc.

185 New Boston Street, Woburn, Massachusetts 01801

ABSTRACT

Un proces de depunere chimică prin vapori a fost utilizat pentru a replica forme, modele sau suprafețe foarte reflectorizante în materiale optice transmisive în infraroșu (ŻnS, ZnSe) și materiale oglindă (Si, Sic) pentru o varietate de aplicații, cum ar fi cupole ZnS sau lentile de menisc, ZnSe Rețele de lentile pentru optică adaptivă și oglinzi Si/SiC cu număr f scăzut pentru optica spațială. Sunt specificate condițiile pentru atingerea unui grad ridicat de replicare și sunt prezentate rezultatele replicării pe mai multe materiale substraturi diferite . Sunt de asemenea discutate tehnici pentru a obține replicarea pe acele substraturi care fie sunt atacate în mediul CVD, fie ai căror coeficienți de dilatare termică sunt considerabil diferiți de cei ai depozitului.

1. INTRODUCERE

Replicarea este o tehnică puternică de fabricare a pieselor de formă aproape netă direct într-un reactor de depunere prin vapori chimici (CVD). La replicarea perforili, un „negativ” al figurii reale este fabricat pe un substrat adecvat care este montat ulterior într-un reactor CVD. Apoi un material adecvat este depus pe acest substrat printr-un proces CVD. Componenta replicată este obținută prin îndepărtarea substratului fizic, chimic sau prin orice alt mijloc adecvat. Într-un proces CVD, depunerea are loc prin absorbția și reacția moleculelor pe o suprafață. În consecință, în principiu, replicarea unei suprafețe date poate avea loc până la scara atomică. Cu toate acestea, în practică, pentru a obține un grad înalt de replicare, trebuie să se asigure că suprafața substratului este lipsită de locuri de impurități, particule de praf sau alte anizotropii care pot provoca o nucleare neuniformă pe suprafață.

Recent, a crescut interesul pentru tehnologia de replicare, deoarece tehnologia CVD permite fabricarea cu succes a unei game largi de materiale monolitice diferite. Unele dintre aceste materiale importante sunt materialele optice în infraroșu (ZnS, ZnSe, CdS, CdTe), materialele ceramice (SiC, TiB^, S^3N4' B^C, BN, TiC), materialele pentru dispozitive în stare solidă și de conversie a energiei (Si, GaAs, CdZnTe, HgCdTe), materiale supraconductoare (YBCO), metalice și compuși intermetalici (W, MoSi ,Tíεí^) materiale anizotropice (nitrură de bor pirolitică (PBN) și grafit pirolitic) și materiale extrem de dure (diamant). Majoritatea acestor materiale sunt dure și fragile și, prin urmare, greu de prelucrat în forme și modele complicate. Mai mult, grosimea materialului care este fabricat printr-un proces CVD este limitată deoarece viteza de depunere este destul de lentă. Din aceste motive, metoda convențională de fabricare mai întâi a unui material într-o formă și formă generică într-o unitate de producție, urmată de tăierea și prelucrarea acestuia în forme și dimensiuni specifice la nivelul utilizatorului, nu este o metodă foarte rentabilă pentru monolitice produse CVD.

materiale, cu excepția cazului în care sunt necesare forme relativ simple. Cu toate acestea, fabricarea materialelor folosind tehnica de

replicare este deosebit de atractivă deoarece oferă piese de formă aproape netă, minimizează prelucrarea și risipa de material asociată.

Pe lângă motivele de mai sus, replicarea poate deveni utilă și atunci când:

(1) Este relativ mai ușor și mai rentabil să prelucrați o cifră „negativă” într-un substrat decât o cifră reală din materialul care trebuie depus. De exemplu, este relativ mai ușor să replicați pasajele de răcire pentru schimbătoarele de căldură în Si și Sic decât să le prelucrați în aceste materiale. (2) Este necesar un număr mare de piese identice. În acest caz, se poate selecta un mandrei reutilizabil care poate fi folosit din nou și din nou. (3) Sunt necesare componente autoportante extrem de subțiri, dar finisate. Aceste componente sunt de obicei foarte frage și dificil de manipulat și fabricat. De exemplu, o membrană Sic pentru litografie cu raze X și un disc subțire de ZnSe pentru aplicații cu ferestre sunt mai ușor de replicat pe placile de Si foarte lustruite decât prin prelucrare.

În această lucrare, discutăm caracteristicile importante ale tehnologiei de replicare CVD și le ilustrăm luând exemple de replicare Si, Sic, ZnS, ZnSe și PBN pentru aplicații specifice. Tabelul 1 prezintă câteva exemple de replicare CVD. Vedem că majoritatea aplicațiilor au profitat de replicare pentru a minimiza operațiunile de prelucrare costisitoare și consumatoare de timp.

În secțiunea 2 care urmează, sunt discutate constrângerile importante care au o audiere privind obținerea unei replicări bune într-un reactor CVD. Aceste constrângeri sunt asociate cu substratul pe care se realizează replicarea și cu condițiile procesului CVD care sunt utilizate pentru depunerea materialului. Câteva exemple de replicare sunt descrise în Secțiunea 3. În cele din urmă, concluziile sunt incluse în Secțiunea 4.

2. SUBSTRATE ȘI CONSTRINGERI DE PROCES

Constrângerile de substrat și proces au o audiere importantă asupra gradului de replicare care poate fi atins într-un reactor CVD. Aceste constrângeri includ materialul substratului, valoarea coeficientului său de dilatare termică (CTE), configurația sa de montare și parametrii relevanți ai procesului CVD, cum ar fi temperatura substratului, presiunea cuptorului și modelul de curgere. Importanța acestor constrângeri este discutată mai detaliat mai jos.

2.1 Constrângeri materiale de substrat

Pentru a obține replicarea într-un reactor CVD, se utilizează un substrat care are o suprafață care este „negativă” față de cifra reală necesară. Prin urmare, alegerea materialului substratului este o considerație importantă în replicarea CVD și se bazează de obicei pe următoarele criterii: (1) CTE-ul substratului trebuie să fie corespunzator cu cel al materialului depus. Această potrivire este necesară pentru a obține o replicare bună și, de asemenea, pentru a preveni stresul/crăparea materialului depus sau a substratului. Multe materiale CVD sunt fabricate la temperaturi înalte, unde o expansiune și o contracție considerabilă a suprafeței substratului și a

materialului depus are loc în timpul încălzirii și răcirii la începutul și, respectiv, la sfârșitul depunerii. Această potrivire a CTE este explicată mai detaliat în Secțiunea 2.2.

Tabelul 1. Câteva exemple de replicare CVD

Replicateci Material Material de substrat Tip de substrat Material de acoperire Aplicație specifică
Si Grafit de înaltă densitateExpendableNone Passaje schimbătoare de căldură pentru oglinzi cu laser răcite activ. Pasaj pentru optică adaptivă.
Suprafețe de înaltă densitate GraphiteReutilizableCMirror
ai2o3, suprafețe SicReusableCMMirror
Mo, WReusableNoneMirror suprafețe
SiC Grafit de înaltă densitateReutilizabilC Suprafețe în oglindă
Grafit de înaltă densitate ExpendableNone Țevi și tuburi, pasaje de lichid de răcire în componente optice
SapphireReusableNoneSuprafețe cu oglindă
SiCRusableOxide, suprafețe în oglindă
Mo, WEExpendableNoneHolographie grătare
PBN GraphiteReusableNone, CCcrucibles pentru creșterea cristalelor de GaAs
ZnS GraphiteReusableCDomes pentru rachete Maverick, plăci fiat
QuartzReusableNonePlăci Fiat
ZnSe GraphiteReusableCFiat plăci
Matrice TaReusableNoneLens
SiReusableNoneThin Windows
QuartzReusableNonePlăci Fiat

(2) Substratul trebuie să poată rezista la mediul CVD, adică la temperaturi ridicate, presiune scăzută și substanțe chimice prezente. Materialul de substrat trebuie să aibă un punct de topire ridicat și o rată scăzută de sublimare sau evaporare la temperaturi ridicate și presiuni scăzute. Gravarea termică a suprafeței substratului îi degradează silueta și finisajul. Prin urmare, substraturile pe care le gravează ar trebui evitate în special atunci când se dorește un grad ridicat de replicare. (3) Suprafața substratului trebuie să fie inertă față de reactanții și produșii de reacție prezenți în timpul depunerii. Seriozitatea acestei constrângeri, totuși, depinde de raportul dintre viteza de gravare a substratului și viteza de depunere. Dacă acesta din urmă este semnificativ mai mare decât primul, suprafața substratului va fi acoperită de depozit înainte de a avea loc orice gravare apreciabilă.

(4) Materialul suportului trebuie să fie neporos și suprafața sa suficient de densă pentru a preveni difuzia materialului depus în substrat. Difuzia poate avea loc de preferință prin pori, de-a lungul granițelor și defectelor și, astfel, determină ca materialul depus să aibă o suprafață rugoasă. Mai mult, o astfel de difuzie va face mai dificilă separarea depozitului de substrat. (5) Materialul suport

trebuie să poată fi fabricat la dimensiunea, figura și finisajul cerute cu ușurință și într-un mod rentabil.

(6) În cele din urmă, pentru un substrat care trebuie utilizat în mod repetat, materialul trebuie să fie durabil și capabil să păstreze forma, figura și finisajul de interes necesare.

Tabelul 2 enumeră câteva materiale substrat importante și proprietățile lor de interes. Acest tabel nu este o listă cuprinzătoare a posibilelor materiale de substrat. Dacă comparăm CTE-ul acestor substraturi cu acele materiale pe care le luăm în considerare aici, adică Si, Sic, ZnS și ZnSe, aflăm că Si și Sic au o bună potrivire CTE cu Si, Sic și Si N (conținând o cantitate mică de TiC) în timp ce ZnS și ZnSe au o bună potrivire CTE cu Ta și Nb. Severa! grade de grafit^arç disponibile cu CTE lor variind în intervalul 1 x 10 la 5,5 x 10 K . Prin urmare, un substrat de grafit potrivit CTE poate fi selectat pentru Si, SiC și Si_N..

3 4

Un material de substrat utilizat frecvent este grafitul, care este atractiv deoarece (1) are o gamă de valori CTE, (2) este inert, (3) poate rezista la temperaturi ridicate și presiune scăzută într-o cameră CVD (4) este disponibil în dimensiuni mari. ,

(5) este ușor de prelucrat la orice formă și formă convenabilă și (6) este relativ ieftină. Dezavantajul grafitului este că este poros și nu poate fi lustruit la un grad ridicat de suprafață și finisaj. În consecință, atunci când sunt necesare piese de formă aproape netă, grafitul este un bun material de substrat. Ambele substraturi consumabile și reutilizabile au fost fabricate din grafit. Dacă un mandrei de grafit este folosit fără acoperire, depozitul CVD se lipește de obicei de el. În acest caz, mandreiul de grafit este îndepărtat fie prin prelucrare, fie prin ardere. Ultima abordare va funcționa dacă depozitul CVD este capabil să reziste la un mediu oxidant la o temperatură de 600 C, temperatură la care arde rapid grafitul. Substraturile realizate din grafit de înaltă densitate (porozitate de ~ 9%) sau carbon pirolitic sunt utilizate în mod normal în modul de mai sus pentru a obține replicarea în Si și SiC.

Porii din substraturile de grafit pot fi sigilati prin aplicarea unui strat de carbon amorf sau pirolitic. Deoarece stratul de carbon pirolitic este produs într-un reactor CVD la o temperatură ridicată, utilizarea sa este destul de rară. Cel mai des utilizat înveliș de carbon se obține prin prepararea unei suspensii de carbon

Tabelul 2. Proprietăți importante ale materialelor substrat pentru replicare

Temperatura (°C)

Coeficientul de dilatare termică a materialului , a(k“^) Punct de topire (°C) la care presiunea vaporilor este de 1 mm Hg Duritate (knoop)

Si	3,0 x 10"°142017241000
SiC	4,3 x 10"62830-2500
SÍ-.N	3 x IO"61900—2500
3 4 Mo	5 x IO-626173102—
Ta	-6 6,5 x 1029963500-
Pt	9 x 10~617722730-300
Ni	1,3 x 10“514531810557
W	-6 4,5 x 1034103700te
Fe	1,2 x IO"515351787-400
Nb	-6 7 x 1024683100—
Cuarț	-7 5,5 x 101660-820
Grafit	1-5,5 x 10" 63700358618-90
ZnS	7,85 x IO"61700 (mal) 250
ZnSe	7,57 x 10"6>1100—130

particule într-un solvent adecvat și pulverizarea acestui amestec de mai multe ori pe substratul de grafit. Această abordare a fost utilizată pentru a obține piese de formă aproape netă în Si, SiC, ZnS, ZnSe și PBN.

Cuarțul și siliciul sunt alte două materiale la temperaturi înalte care au fost utilizate frecvent ca substraturi într-un reactor CVD. Spre deosebire de grafit, ambele substraturi pot fi lustruite fin și, prin urmare, sunt capabile să ofere un grad ridicat de replicare. Dacă un depozit CVD se lipește de aceste substraturi, ele pot fi îndepărtate chimic din depozit prin utilizarea unui agent de gravare, cum ar fi acidul hidrofloric. O membrană de SiC a fost fabricată pe Si prin această abordare. Mai mult, o suprafață foarte lustruită a acestor materiale este inactivă pentru anumite depozite CVD, cum ar fi ZnS și ZnSe. Dintre cele două materiale, Si și cuarț, acesta din urmă este preferat deoarece este disponibil în dimensiuni mari și este relativ mai puțin costisitor.

2.2 Rolul CTE în selectarea substratului

După cum sa menționat mai sus, pentru a obține o replicare bună, cel mai important criteriu de selectare a unui material substrat este valoarea CTE a acestuia. Multe materiale CVD sunt fabricate la temperaturi ridicate. În timpul încălzirii, substratul se extinde și forma acestuia se schimbă. La temperatura de depunere, materialul se depune

pe acest substrat expandat· În timpul răcirii, atât substratul, cât și depozitul se contractă și cifrele lor sunt din nou modificate. Dacă presupunem că nu există efecte de histerizare în timpul ciclării termice, adică figura substratului după ciclarea termică este restabilită la valoarea sa inițială, vedem că o metodă de obținere a unui grad ridicat de replicare este selectarea unui substrat a cărui valoare CTE exactă. se potrivește cu cea a depozitului pe întregul interval de temperatură de funcționare. Acest lucru poate fi presupus

dacă depozitul este efectuat pe același material, de exemplu, Sic pe Sic. Aceasta este o soluție ideală din punct de vedere al ciclului termic, dar poate pune și alte dificultăți. De exemplu, cum se îndepărtează depozitul de pe substrat? Este evident că tehnicile de îndepărtare chimică nu pot fi utilizate aici. Adesea, depozitul CVD formează o legătură chimică cu substratul. Pentru a preveni acest lucru, pot fi folosite tehnici de pasivizare a suprafeței substratului. O astfel de tehnică, care este folosită pentru a replica ZnS pe ZnS sau ZnSe pe ZnSe, implică lustruirea suprafeței substratului într-un grad ridicat. O altă tehnică care a fost utilizată pentru a replica Sic pe Sic implică acoperirea suprafeței substratului cu un material adecvat înainte de depunerea CVD.

În anumite aplicații, este posibil să nu fie fezabilă utilizarea unui substrat din același material care urmează să fie depus. În astfel de cazuri, obținerea unui grad ridicat de replicare este un proces implicat, deoarece este destul de dificil să se potrivească cu precizie CTE a două materiale diferite pe întregul interval de temperatură de funcționare. Mai întâi este necesar să se determine modificarea figurii substratului pe măsură ce acesta este încălzit la temperatura de depunere. Această modificare a cifrei poate fi calculată fie utilizând datele CTE în funcție de temperatură, fie utilizând o procedură iterativă experimentală. După obținerea acestor informații, se aplică o corecție adecvată figurii substratului în timpul fabricării la temperatura ambiantă. Următorul pas depinde de următoarele trei scenarii: (1) Substratul are o figură convexă sau masculină. În acest caz, CTE-ul substratului ar trebui să fie mai mare decât cel al depozitului. Acest lucru va asigura că substratul se va micșora de la depozit la răcire și, prin urmare, nu va provoca deformari sau solicitări în material. (2) Substratul are o figură concavă sau iemale. Apoi, CTE-ul substratului ar trebui să fie mai mic decât cel al depozitului. (3) Substratul are atât figuri masculine, cât și feminine. Un exemplu al acestui ultim caz sunt pasajele schimbătorului de căldură. CTE al substratului și al depozitului trebuie să fie aceleași pentru a obține o reproducere bună și un material fără stres. Rețineți că în analiza de mai sus am presupus că depozitul nu se lipește de material.

În multe aplicații, cineva nu este interesat de un grad ridicat de replicare, dar se mulțumește cu părți de formă aproape netă. În astfel de situații, condițiile de potrivire CTE pot fi relaxate până la! tensiunile termice determină deformarea/crăparea depozitului și/sau a substratului. Pentru depozitele CVD la scară mare, condiția de potrivire CTE este mai critică și trebuie efectuată o evaluare atentă a potențialelor materiale de substrat.

2.3 Constrângeri de montare a substratului

Dacă un substrat nu este montat corect, în timpul încălzirii și răcirii poate apărea o distorsiune a figurii sale, ceea ce poate afecta figura replicată. În mod ideal, substratul ar trebui să fie montat astfel încât să nu fie constrâns și să se poată extinde sau contracta liber în orice direcție. În timp ce eșantioanele mici ar putea fi levitate liber într-o cameră CVD prin utilizarea electrostatică, magnetică sau

forțe supraconductoare, în majoritatea aplicațiilor CVD substratul este montat pe camera walis. O montură (optică) în trei puncte poate fi utilizată pentru a pluti liber substratul într-o cameră CVD.

Designul suportului pentru substrat ar trebui să asigure, de asemenea, că depozitul CVD este izolat de alte suprafețe prezente în camera CVD. Într-un sistem cu perete fierbinte, depunerea CVD are loc pe toate suprafețele care sunt accesibile gazelor prezente. În consecință, deși substratul este izolat inițial, după depunere, acesta poate deveni constrâns din cauza continuității depozitului. Dacă CTE-ul substratului nu se potrivește exact cu cel al depozitului, trebuie să se asigure că depunerea nu are loc pe marginile și partea din spate a mandrei-ului care plutește liber. În timp ce replicăm SiC pe substraturi de grafit potrivite CTE, am descoperit că astfel de depozite produc invariabil tensiuni și provoacă fisuri sau distorsiuni în material și/sau mandrei. Pentru a decupla depozitul de SiC din mandrei de grafit, am folosit o garnitură moale de grafit în jurul periferiei mandrei de grafit. Această garnitură acționează ca un tampon între SiC și grafit, permițând o mișcare ușoară a SiC față de grafit în timpul răcirii.

2.4 Constrângerile procesului CVD

Gradul de replicare poate fi controlat într-o oarecare măsură prin ajustarea parametrilor procesului CVD, cum ar fi temperatura substratului, presiunea cuptorului, temperatura gazului și modelul de curgere. Cel mai important parametru care controlează proprietățile materialului depus, precum și gradul de replicare este temperatura de depunere. În mod obișnuit, există trei regimuri de depunere: (1) limitat cinetic (2) limitat de transport de masă și (3) limitat termodinamic. La temperaturi suficient de scăzute, depunerea este limitată cinetic și viteza de depunere arată o dependență puternică de temperatură. În acest regim, se obțin profiluri de depunere relativ uniforme deoarece dispersarea reactivilor în direcția fluxului nu afectează viteza de depunere. Pentru o replicare bună, în special pe piese cu formă complicată și componente cu raport de aspect ridicat, este preferată o depunere la temperatură joasă pentru a obține un grad ridicat de nucleare a suprafeței și un depozit mai uniform. Dezavantajele depunerii la temperatură joasă sunt: (1) Rata de depunere scade, crescând astfel costul de procesare CVD pentru o anumită grosime a materialului. (2) Pentru anumite materiale, curbarea poate avea loc atunci când materialul se ridică și se separă de substrat formând o formă de arc. Astfel, depunerea CVD trebuie efectuată la acele temperaturi în care se obține o curbare minimă.

Presiunea cuptorului este direct legată de calea liberă medie în camera CVD. Dacă structurile fine urmează să fie replicate, calea liberă medie a moleculelor ar trebui să fie mult mai mică decât dimensiunea caracteristică a structurilor fine. Acest lucru va asigura că există un număr suficient de ciocniri pentru a amesteca bine reactivii aproape de structurile fine. Pentru anumite materiale, cum ar fi PBN, este posibil să nu fie disponibilă o gamă largă de presiuni de operare pentru a reproduce structurile fine. De exemplu, PBN de bună calitate este fabricat la o presiune de câțiva torr sau mai puțin. Dacă depunerea se

efectuează la o presiune mare, să zicem 100 torr, se obține un depozit pulverulent de PBN.

Modelul de flux este o altă variabilă de proces care are. o audiere privind gradul de replicare. Reactivii sunt introduși în mod normal în regiunea de depunere la

temperatura ambiantă în timp ce substratul este menținut la o temperatură ridicată. Dacă fluxul afectează direct anumite părți ale substratului, acesta poate scădea temperatura în aceste locuri, provocând o distribuție neuniformă a temperaturii în substrat. Acest lucru va distorsiona figura substratului și poate afecta, de asemenea, proprietățile materialului CVD. Modelul de curgere în camera de depunere trebuie proiectat astfel încât să ofere următoarele: (1) o concentrație uniformă de reactivi pe suprafața substratului, (2) să mențină o distribuție uniformă a temperaturii în substrat și (3) să ofere un număr minim a zonelor de stagnare unde reacțiile în fază gazoasă pot domina și pot genera particule mici care pot fi măturate la suprafață odată cu curgerea. Aceste partiole pot ajunge pe suprafața substratului și pot afecta astfel gradul de replicare.

3. CATEVA EXEMPLE DE REPLICAREA

Dacă un experiment de replicare CVD este proiectat corespunzător, acesta poate produce componente replicate pentru utilizare în aplicații optice. Următoarele exemple în ZnS, ZnSe, Si și Sic vor demonstra acest punct.

Figura 1 prezintă un model de 3 cm x 3 cm de puncte și cruci într-o probă de siliciu care a fost replicată pe grafit. Adâncimea acestui model este de aproximativ 1 mm, iar grosimea crucilor este de aproximativ 0,25 mm. Nu s-a aplicat nicio acoperire de eliberare a mucegaiului pe masterul de grafit și modelul replicat a fost separat de

Fig. 1 Un model de siliciu replicat pe un substrat de grafit

substratul de grafit prin arderea grafitului în aer. Din fig. 1 vedem că trăsăturile fine ale acestui tipar au fost replicate cu precizie. Toate colțurile și marginile sunt foarte ascuțite și nu există dovezi de rotunjire. Mai mult, deși structura a fost replicată pe grafit, nu există dovezi de gropi, găuri sau goluri pe suprafață. Claritatea replicării este menținută pe toată adâncimea structurii, așa cum se poate vedea din Fig. 2, care arată o secțiune transversală a acestei structuri.

Fig. 2 O secțiune transversală a modelelor de siliciu, așa cum se arată în Fig. 1.

Replicarea CVD Si pe extrem de lustruit a fost efectuată, iar rezultatele sunt prezentate în Fig.

Mo și W substraturi a fost

3. Ambele substraturi separate de

(A)

Fig. 3 Replicarea CVD Si pe substraturi de molibden și wolfram

(a) Depozit de Si replicat și substrat de Mo

(b) Depozit replicat de Si și substrat W

depunerea la răcire din cauza unei ușoare nepotriviri a coeficientului de dilatare termică dintre substraturile Mo și W și Si depus. Vedem că suprafețele replicate sunt aspre. În cazul lui W, suprafața replicată este, de asemenea, ondulată în anumite locuri (Fig. 3(b)). Suprafețele substratului sunt, de asemenea, aspre și prezintă o acoperire albastră. Acest lucru ilustrează că are loc o reacție între substrat și alți reactivi prezenți în camera CVD. Rise și Sarma au raportat că MoSi ^ se formează la interfața Si-Mo din difuzarea Si în substratul Mo, determinând formarea de goluri pe suprafața Si.

Replicarea CVD Si a fost, de asemenea, încercată pe mai multe alte materiale subterane, cum ar fi SiC, S^N^, cuarț, safir, alumină, Pt, BN și Si. În toate aceste cazuri, depozitul de Si s-a lipit de substraturi și separarea lui nu a putut fi obținută cu ușurință.

Replicarea SiC a fost efectuată pe substraturi de SiC, grafit și safir. Replicarea figurii într-un singur val și finisarea suprafeței în 12 Â RMS a fost obținută atunci când CVD SiC a fost depus pe un substrat de SiC foarte lustruit. În acest caz, separarea depozit/substrat a fost realizată prin tratarea suprafeței substratului in-situ înainte de depunere. O suprafață foarte replicată în SiC a fost, de asemenea, obținută pe un substrat de safir foarte lustruit (Fig. 4). Nu s-a aplicat nicio acoperire pentru a efectua separarea depozitului/substratului. Nu s-a observat nicio degradare a suprafeței substratului, deși acesta a fost încălzit la 1300 C.

Fig. 4 Replicarea CVD SiC pe un substrat de safir foarte lustruit. Piesa SiC replicată este în dreapta.

Plăcile frontale curbate și fiat ale oglinzilor SiC au fost replicate pe substraturi de grafit de înaltă densitate. S-a aplicat un strat de carbon amorf pentru etanșarea

porii din grafit și, de asemenea, să provoace separarea depozitului/substratului. Replicarea Sic în intervalul de 100 pm RMS a fost realizată. Figura 5 prezintă o pretură de replicare Sic pe un mandrei de grafit convex cu diametrul de 7,5 cm. Raza de curbură a

acestei suprafețe convexe a fost de 17,5 cm. Acest depozit replicat a fost folosit pentru a fabrica o placă frontală Sic pentru o oglindă Si/SiC cu greutate redusă.

Fig. 5 Replicare sic pe mandrei de grafit convex cu diametrul de 3 inchi. Raza de curbură = 7,18 inci.

Suprafețele foarte lustruite ale materialelor ZnS și ZnSe sunt destul de pasive și, prin urmare, substraturi bune candidate pentru a efectua replicarea. Figura 6 prezintă un exemplu de replicare ZnS pe ZnS, a cărui suprafață conținea grile metalice produse prin tehnici fotolitografice (Fig. 6(a)). Sulfură de zinc, de aproximativ 4 mm grosime, a fost depusă pe acest substrat într-o cameră CVD. Suprafața replicată a depozitului de ZnS este prezentată în Fig. 6(b). Comparând cele două figuri, vedem că replicarea a reprodus nu numai modelul grilei, ci și defectele de suprafață.

În plus față de cele de mai sus, tehnologia de replicare CVD a fost, de asemenea, utilizată pentru a obține domuri ZnS, semifabricate de lentile de menisc ZnSe, o serie de lentile ZnSe, rețele holografice, figuri asferice și modele fine în ZnSe. De exemplu, atunci când o matrice de lentile ZnSe a fost replicată pe un substrat de tantal, semifabricatul de lentile ZnSe a avut o toleranță la suprafață nu mai rea decât matrița de pornire, adică aproximativ 0,1 val la 10,6 pm. Într-un alt efort, o suprafață asferică de aproximativ 15 cm în diametru a fost replicată pe o optică de cuarț. În cele din urmă, modelele fine gravate într-o placă de Si au fost replicate în ZnSe. Sub mărire, toate caracteristicile, inclusiv praful, păreau a fi reproduse până la fracțiuni de milimetru.

z ■ ■ ■ ' * i **
ài
- <• ? ♦ *
\ X
> »x Á¿ î *
. W ·*:■■T
L'.'·'·
; f "
Λ
Ì
i
- ? oo

i·.- ■
» 1 M··№··.··ΛIΛIΛ

(a) (b)

Fig. 6 (a) substrat ZnS pe suprafața căruia sunt încorporate grile metalice fine.

(b) Suprafața replicată a depozitului de ZnS.

4. CONCLUZII

Replicarea este o tehnică puternică pentru a fabrica piese finite sau aproape finisate direct într-un reactor CVD. Un grad ridicat de replicare poate fi atins atunci când depunerea CVD este efectuată pe același material, substratul este montat astfel încât să nu fie constrâns în nicio direcție și condițiile procesului CVD sunt selectate corespunzător. Tehnologia de replicare poate fi utilizată într-o varietate de aplicații optice pentru a fabrica matrice de lentile ZnSe, modele fine Si, Si asferice și cu număr f scăzut, oglinzi SiC și domuri ZnS.

5■ REFERINȚE

1. JS Goela și RL Taylor, „Large Scale Chemical Vapor Deposition,” Proceedings of the 1987 ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conférence, Voi. 1, p. 623-629, ed. PJ Marto și I. Tanasawa (1987).

2. MJ Rice, Jr. și KR Sarma, J. Electrochem. Soc. 128 (6), 1368-1373 (1981).

3. JS Goela și RL Taylor, „Polycrystalline Silicon Improved Materials Property Data Base for Cooled Laser Mirrors”, Air Force Wright Aeronautica! Laboratori ca Raport Tehnic Nr. AFWAL-TR-86-4131 (Martie 1987).

4. M. Pickering și RL Taylor, „Fabrication of Large Mirror Substrates by Chemical Vapor Deposition”, Air Force Wright Aeronautica! Raport Tehnic Laboratoare Nr. AFWAL-TR-87-4016 (aprilie 1987).

5. JS Goela și RL Taylor, „Fabrication of Light-Weight LIDAR Mirrors”, Raportul tehnic de faza I NASA SBIR nr. CVD TR-9069-1 (martie 1987).

6. JS Goela și RL Taylor, „Fabrication of Light-Weighted LIDAR Mirrors,” NASA SBIR Phase II Program, CVD Inc. Quarterly Reports 1-6 (1987-1989).

7. EA Maguire, NT Dionesotes și RL Gentilman, „Fabrication of Large Mirror Substrates by Chemical Vapor Deposition”, Air Force Wright Aeronautica! Laboratoare, Baza Aeriană Wright-Patterson, Raport Tehnic nr. AFWAL-TR-86-4128 (decembrie 1986).

Acoperire în oglindă cu fascicul ionic, stare și perspective

David T. Wei

Xerox Corp., 701 South Aviation Boulevard, M3-30 El Segundo, California 90245

și Harold R. Kaufman Front Range Research, 1306 Blue Spruce Drive, A-2 Fort Collins, Colorado 80524

ABSTRACT

Acoperirea oglinzii cu fascicul ionic printr-o sursă de ioni cu fascicul larg a produs oglinzi dielectrice cu pierderi optice extrem de scăzute și rezistență excelentă la deteriorare. Viteza de acoperire și debitul ar trebui să se îmbunătățească drastic în viitorul apropiat.

Г.. INTRODUCERE

Acoperirile cu oglindă cu fascicul de ioni cu reflectivitate foarte mare (>99,95) au fost produse pentru prima dată de Wei și colab.1 la mijlocul anilor 1970, folosind o sursă de ioni cu fascicul larg.2 Statutul acoperirii cu interferență a fasciculului de ioni (IBIC) a fost recent revizuit.· 5 Lucrarea de față prognozează îmbunătățirile în viteză și debit, care sunt puternic resimțite a fi necesare de către specialiștii în oglinzi, realizând pierderi optice extrem de mici (<<50 ppm) în ultimul deceniu. Utilizarea unei surse mari de ioni cu fascicul larg4 permite mărirea dimensiunii lotului, dar nu și viteza de depunere. O rată crescută de acoperire necesită nu numai o viteză mai mare de pulverizare, ci și o oxidare stoechiometrică precisă. Pentru a realiza ambele, este necesară o densitate mai mare a curentului fasciculului de ioni de la o nouă sursă de ioni, precum și o metodă care îmbunătățește oxidarea pe acoperire, dar evită oxidarea țintei. Detaliile abordării propuse sunt prezentate în următoarele două secțiuni.

2, SURSA MARE DE FAZ DE IONI

Tendința în dezvoltarea surselor de ioni în ultimul deceniu care prezintă interes în această lucrare este către surse de fascicule de ioni mai mari și mai uniforme. Unele dintre aceste surse sunt deosebit de potrivite pentru aplicațiile de acoperire.

2.1 Material grilă de fascicul ionic.

De la începutul IBIC, majoritatea surselor de ioni au folosit grile de grafit. Acest material este preferat datorită randamentului său scăzut de pulverizare (cu gaze inerte) și termică scăzută

coeficient de expansiune. Cu toate acestea, grilele de grafit se deformează cu ușurință sub forțele gravitaționale și electrostatice la dimensiuni mai mari, deoarece modulul Young este mai mic decât cel al molibdenului cu mai mult de un factor de zece. Grilele de grafit sunt, de asemenea, limitate în capacitatea lor de focalizare, care se realizează prin compensarea găurilor din cele două grile. Deformarea devine gravă peste diametrele fasciculului de aproximativ 20 cm, necesitând o distanță crescută între grile și, drept urmare, o densitate scăzută a curentului ionic.

Sursa alternativă de ioni luată în considerare în această lucrare6 (prezentată în fig. 1) are un diametru al fasciculului de 38 cm, evită problema deformarii grilei prin utilizarea grilelor de molibden plătite și poate focaliza un fascicul de ioni la o densitate mai mare pentru a depăși problema țintei. oxidare.

2.2 Întreținere.

O altă preocupare practică în utilizarea unei surse mari de ioni este întreținerea. Pe măsură ce dimensiunea sursei crește, întreținerea devine adesea mai dificilă. De exemplu, un design multipolo întâlnit frecvent folosește magneți și anozi alternativi și prezintă o suprafață foarte conturată plasmei de descărcare. Materialul pulverizat este depus în locații îngropate și este necesară dezasamblarea completă pentru o curățare minuțioasă.7 Sursa de ioni de 38 cm folosește un anod neted și continuu care acoperă complet structura magnetului. Manipularea grilelor mari de grafit devine, de asemenea, o problemă, în măsura în care rezistența la tracțiune a grafitului este mai mică decât cea a molibdenului.

2.3 Contaminare.

O ultimă considerație importantă este contaminarea datorată materialului pulverizat din sursa de ioni. Cu funcționarea la tensiuni de descărcare moderate (pentru a evita ionii încărcați dublu8) și anodul neted și continuu (care minimizează suprafața la potențial negativ), contaminarea din camera de descărcare este neglijabilă. Neutralizatorul poate contribui la o contaminare semnificativă cu wolfram,9 dar efectul acestei contaminări este moderat (similar cu contaminarea cu molibden discutată mai jos) și utilizarea unui neutralizator cu catod gol poate reduce această contaminare la un nivel neglijabil.

Principala problemă de contaminare care folosește o sursă de ioni bine proiectată și bine operată este contaminarea de la rețeaua de accelerație. Există eroziune substanțială a grilelor de grafit atunci când sunt utilizate cu oxigen. Acest stil de eroziune are loc, deși cu o rată redusă, dacă oxigenul este introdus în afara sursei de ioni în camera de vid din jur. Carbonul îndepărtat în timpul acestei eroziuni pare a fi transportat ca CO sau CO_2, deoarece nu a fost găsită contaminarea cu carbon a oglinzii.

Cu grile de molibden, partea din bombardamentul ionic care contribuie la

Contaminarea oglinzilor cu molibden se datorează bombardamentelor cu schimb de sarcină pe fața rețelei de accelerație (cea negativă) îndreptată spre țintă. Acest curent ionic poate fi redus prin creșterea pompei și scăderea presiunii de fond în camera de vid.9 Această pulverizare poate fi redusă și prin adăugarea unei rețele de decelerator împământat pentru a intercepta acest curent ionic (vezi Fig. 1). În plus, molibdenul este încorporat în peliculă ca oxid (mai degrabă decât clusterele atomice), este transparent și ar trebui să afecteze doar indicele de refracție mediu al unui film și împrăștierea Raman. Niciunul dintre aceste efecte nu ar trebui să apară în împrăștiere mari sau centre F și nu ar trebui să provoace pierderi mai mari decât la mijlocul zece ppms.

Pe lângă contaminarea de la sursa de ioni, există adesea contaminarea de la fixare. Această contaminare este, în cea mai mare parte, independentă de tipul sursei. O excepție semnificativă rezultă din nealinierea ionică-optică.7 Dacă această aliniere nu este ușor și constant asigurată, deviația rezultată a fasciculului poate cauza porțiuni din

fascicul de ioni pentru a lovi fixarea.

O comparație a surselor mari de ioni folosind grile de carbon și molibden este în tabelul 1.

3. ÎMBUNĂTAREA OXIDĂRII

3.1. Rețele de oxidare.

Ratele mari de acoperire necesită viteze mari de oxidare. În primele zile ale IBIC, stoichiometria a fost accentuată în detrimentul ratei de acoperire. Recent, a existat o cerere crescută privind viteza de acoperire. Au fost investigate trei metode generale. Ele sunt descrise după cum urmează.

3.1.1. Controlul presiunii parțiale a oxigenului, Studiind pulverizarea cu fascicul de ioni a metáis, Castellano10 a raportat o tranziție bruscă a aspectului acoperirii de la oxid metalic la oxid transparent într-un interval îngust de presiune parțială a oxigenului. În mod corespunzător, viteza de acoperire s-a schimbat de la rapid la lent. Tranziții de viteză similare față de presiunea parțială în pulverizare au fost, de asemenea, raportate în altă literatură.1 b12»13

3.1.2. Fascicul de ioni de oxigen separat. Scaglione et al.14 au observat stoichiometrie bună și porozitate scăzută a SiO_2 atunci când un fascicul separat de ioni de oxigen a afectat acoperirea. Cu toate acestea, rata de acoperire nu a fost raportată și nu se poate presupune că este mare.

3.1.3. Sursă mixtă de ioni Ar-02. Domiryont et al.15 au găsit oxidarea completă a tantalului folosind un fascicul de ioni de amestec Ar-O2 la o compoziție de oxigen de 44%. Se remarcă, de asemenea, o scădere corespunzătoare a ratei de acoperire.

3.2 Klnetica ratei Soutter,

Teoria cinetică a gazelor prezice că oxigenul adsorbit pe țintă va încetini rata pulverizarii. Rata de pulverizare este mare când suprafața metalică este expusă și devine scăzută când este acoperită. Când un flux de molecule de oxigen, Fo, lovește un metal țintă de capcane Nț pe unitate de suprafață, capcanele sunt umplute cu molecule de oxigen la o rată,

R1 = Nt (1-B)uF0 (D

unde B este fracțiunea capcanelor ocupate și u probabilitatea de lipire a unei molecule de oxigen de o capcană. În același timp, oxigenul prins pleacă într-un ritm,

R2 = NtB(50J/e + B) (2)

unde So este randamentul prin pulverizare a oxigenului prins, J curentul fasciculului de ioni, e sarcina ionică și β coeficientul de evaporare. Ratele (1) și (2) sunt egale la starea de echilibru. Când se utilizează un fascicul de ioni de înaltă densitate, β este neglijabil,

(1 -B)uF0 = B S0J/e (3)

Teoria cinetică a gazului ideal arată, pentru o presiune parțială dată, viteza moleculelor de oxigen care lovesc suprafața țintă pe sec-cm2 este

Fo = P/<(2irmkT) = 3,58x1 020P (4)

unde P este în torr. La mijlocul tranziției capcanele sunt led semifi 1 (B=0,5). Din Ecs. (3) și (4), ajungem la presiunea parțială a oxigenului la mijlocul tranziției pentru țintă,

Pt =1,74xlO"5(So/u) J (5)

unde J este în mA/cm2. Peste această presiune, viteza de pulverizare pentru metal este lentă, iar sub aceasta rata este rapidă. Valoarea lui (50/u) este de ordinul unității, dar variază în funcție de speciile țintă și presiunea oxigenului. Când fasciculul de ioni este absent, găsim,

N/Nt = uF0/(uF0+ β) (6)

Când presiunea oxigenului crește, rata de evaporare se va satura și N/Nt ->1. După cum se arată în Fig. 2, presiunea de saturație Ps poate fi extrapolată din cele două curbe ale presiunii față de rata pulverizării la densități diferite ale fasciculului de ioni. Pentru Ti, Ps= 2x1 O”6 torr.

3.3 Rata de acoperire klnetics.

Această subsecțiune este dedicată îmbunătățirii ratei de acoperire prin metoda (3.1.1). Fluxul de depunere de metal pe substrat este

Fm = 6,02XI015 (d/ri)C/E = 3,2 x IO14 (7)

pe cm2-sec pentru Ti, unde d este densitatea metalului, M greutatea sa moleculară, C rata de creștere a acoperirii cu oxid de metal în A/sec și E factorul de expansiune a grosimii (1,77 pentru Ti) în timpul oxidării. La stoichiometrie, presiunea oxigenului P ar trebui să fie suficient de mare pentru (i) să se combine cu fluxul de metal Fm în timpul depunerii și (ii) să compenseze evaporarea

pierdere prin Ps de la suprafața acoperirii. Astfel, presiunea stoechiometrică a oxigenului este în esență liniară cu rata de acoperire,

P = Fm /(3,58X 1020µ) + Ps (8)

unde µ este un coeficient probabil de oxidare în volum. Folosind un fascicul de ioni cu densitate mare de curent, combinat cu un tub de alimentare reglat pentru a menține un gradient de presiune a oxigenului (P<Pt la țintă și P>Pt la substrat), rata de acoperire de 3 min/QWOT (4Â/sec pentru T1O2, corespunzătoare la 4x10 torr presiune parțială a oxigenului la substrat) este destul de realizabilă. Tabelul 2 prezintă presiunile la mijlocul tranziției, P^, în pulverizarea reactivă pentru un număr de metai de acoperire.

3.4, Compararea metodelor.

Prima metodă (3.1.1) este cea mai promițătoare pentru îmbunătățirea ratei de acoperire. În opinia noastră, metoda (3.1.2) este mai puțin favorabilă deoarece pentru a obține un flux mare de ioni de oxigen pot fi necesare câteva sute de volți, ceea ce ar avea efecte secundare de pulverizare, contaminare, încălzire și încărcare a substratului. În (3.1.3), oxidul de suprafață se formează pe țintă și, în consecință, rata pulverizării este lentă. Comparația dintre capacitățile de acoperire a legăturilor 11 este rezumată în Tabelul 3.

4. CONCLUZIE

Tendința de dezvoltare a depunerii fasciculului de ioni pare astfel a fi la un punct de decizie. Cei care sunt mulțumiți cu nivelul actual de performanță IBIC, cu excepția eficienței acoperirii, ar trebui să sublinieze concurența cu nivelul actual de metode convenționale fără a sacrifica calitatea IBIC. Utilizarea surselor de ioni mai mari, integrate cu o metodă eficientă de oxidare a metalului, pare să fie esențială pentru această competiție.

Rata de pulverizare va avea un ordin de creștere prin utilizarea unei surse de ioni de înaltă densitate. De asemenea, rata de oxidare poate fi mărită de până la trei ori printr-un gradient de presiune parțială, scăzut la țintă, dar ridicat la substrat. Chiar și cu compromisuri, ar trebui să fie posibilă o rată de acoperire de 3 minute pe un sfert de

grosime optică (QWOT). În același timp, aria de acoperire poate ajunge la 3000 cm2 folosind scanarea eficientă. Prin urmare, debitul potențial ar trebui să rivalizeze cu metodele convenționale, cum ar fi fasciculul E, obținând în același timp calitatea înaltă a acoperirii cu interferență a fasciculului ionic.

5, REFERINȚE

1. David T. Wei și Anthony W. Louderback, „Metode pentru fabricarea de filme optice multistrat", brevet SUA 4.142.958, (atribuit Litton Systems, 1979)

2. Harold R. Kaufman, „Tehnologia surselor de fascicule ionice utilizate în pulverizare," J. Vac. Sel. Technol., 15, 272 (1978)

Tabelul 1. Comparația capacităților mari

Caracteristicile sursei de ioni

Tip grilă Cameră de descărcare

Max. diametrul fasciculului

Densitatea curentă

întreținere

Pierderi optice

Cauze majore ale impurităților

Scatterers (>1 OOÂ)

Absorbţie

Raman Scattering

Fluctuația indicelui

Grafit

Multipol, cu adâncituri de aproximativ 20 cm uniforme, *2mA/cm2 cu focalizare limitată, curățarea dificilă necesită alinierea la grilă

peretele camerei, fixare, sursă de ioni, ținte, gaze la mijlocul - zece ppms

(agregat) la mijlocul zece ppms

(distribuit)

Impurităţi

WOX, mai ales din neutralizator

surse de fascicule ionice

Molibden

Anod neted, continuu, în prezent, uniform de 38 cm, focalizat la 3,5 mA/cm2, curățare ușoară de 6 mA/cm2, fără aliniere a grilei

la fel

la fel

mai puține centre F

Mai puțin din peretele camerei de descărcare și magneți, Mo a adăugat WOX mai ales din neutralizator, MoOx din grila de accelerație

Tabelul 2. Presiunea oxvaen de tranziție la punctul mediu în pulverizarea reactivă oxvoen

Metal	Presiune medie de tranziție, curent PtIonReferință
Ti	1,1x10-51 mACas10
Zr	9x1 O"61 mACas
Si	2x1 O"50,6 mACan1 1
Al	1,0x10'50,6 mACan
Mη	9x10~60,6 mACan
Cr	8x1 O"60,6 mACan
Ta	3x1 O"5necunoscut*Hol12
Mo	7x1 O"5necunoscut*Abe1 -3

* Pulverizare RF

Tabelul 3. Comoarizarea caoabilităților coatinei
Capabilitv Stoichiometrie Viteza de acoperire Netezimea suprafeței
Metoda de întreținere (3.1.1) Metoda (3.1.2) Metoda (3.1.3) vezi § 3.3 ridicat ridicat rapid mediu lent ridicat scăzut mediu 3 (cel mai bun)21

3 DT Wei, „Acoperire cu interferență optică cu pierderi ultra-scăzute prin pulverizare cu fascicul ionic”, în Optical Interférence Coatings, Tech. Digest (6), pp. 294-297, Optical Society of America, Washington, DC (1988);

de asemenea, „Acoperire cu interferență cu fascicul de ioni pentru pierderi ultra-scăzute”, care urmează să fie publicată în Appi. Opta.

4 HR Kaufman, JJ Cuomo și J. 14. E. Harper, „Tehnologie și aplicații ale surselor de ioni cu fascicul larg utilizate în pulverizare. Partea I. Tehnologia surselor de ioni”, J. Vac. Sci. Technol., 21 (9/10), 725-736 (1982).

5 RS Robinson și HR Kaufman, „Tehnologia propulsorului ionic aplicată la o sursă de ioni de pulverizare multipolo de 30 cm”, AIAA J., 15(5), 702 (1977).

6. HR Kaufman, WE Hughes, RS Robinson și GR Thompson, „Sursă de ioni de treizeci și opt de centimetri”, care urmează să fie publicată în Nuclear Instruments and Methods, B.

7 HR Kaufman, „Surse de ioni cu fascicul larg: starea prezentă și direcții viitoare”, J. Vac. Sci. Technol., A4(5/6), 764-771 (1986).

8. HR Kaufman și RS Robinson, Operation of Broad-Beam Sources, Commonwealth Scientific Corporation, Alexandria, VA, pp. 25-27, pp. 35-37 și p. 44 (1 987).

9. HR Kaufman și RS Robinson, „Gridded broad beam ion sources”, în Ion Beam Deposition, Film Modification and Synthesis, ed. JJ Cuomo, SM Rossnagel și HR Kaufman, vor fi publicate de Noyes Publications.

10. RN Castellano, „Reactive ion beam sputtering of thin films of plumb, zirconiu și titan,” Thin Solid Films, 46, 213-221 (1977).

11. M. Cantagrel și M Marchai, „Argon ion etching in a reactive gas”, J. Mat. Sci., 8, 1711-1716 (1973).

12. E. Hollands și DS Cambell, „The mechanism of reactive sputtering”, J. Mat. Sci., 3, 544-552 (1968).

13. T. Abe și T. Yamashina, „Rata de depunere a filmelor subțiri metalice în procesul de pulverizare reactivă”, Thin Solid Films, 30, 19-27 (1975).

1 4. S. Scaglione și G. Emiliani, „Reactive dual ion beam sputtering of oxide films”, J. Vac. Sci. Technol., A3(6), 2702-2703 (1985).

15. H. Demiryont, JR Sites și K. Geib, „Efectul conținutului de oxigen asupra proprietăților optice ale filmelor de oxid de tantal depuse prin pulverizarea cu fascicul ionic”, Appi. Opt., 24, 490-495 (1985)

Figura 1. Sursă de ioni de treizeci și opt de centimetri cu o grilă de decelerator (schematică!).

Figura 2. Curbele vitezei pulverizării în raport cu presiunea O2 care arată tranzițiile Sharp și locațiile Pț și Ps (schematică!)

DAUNE ACUSTICĂ TO OPTICĂ CU DIAMETRA MARE* de

JR Smith, JR Murray, DT Kyrazis, RB Wilcox, TL Weiland, RB Ehrlich, CE Thompson, RB Engle și AE Brown Lawrence Livermore National Laboratory

Livermore, California

Abstract

Am observat daune ale discurilor de silice topită cu diametrul de 80 cm și ale lentilelor supuse la pușii de mare fluență (până la 2,3 J/cm^) de la o linie de fascicul laser Nova îmbunătățită (lungime de undă 351 nm; durata pasului 2,35 ns; diametrul fasciculului 70). cm; energie până la 8 kJ). Deteriorarea s-a produs în centrul fiecărui element, unde o obturare de 6 cm lățimea a împiedicat iluminarea directă. Credem că lumina puternic împrăștiată de împrăștierea Brillouin stimulată transversal (SBS) interacționează cu suprafața și cu cea mai mare parte a substratului, producând două tipuri de unde acustice care se propagă în centrul său, unde devin suficient de puternice pentru a provoca daune.

În interacțiunea cu suprafața, lumina împrăștiată este absorbită de un inel 0 în apropierea perimetrului opticei, creând o undă Rayleigh care se propagă de-a lungul suprafeței până la centrul opticei. Pagubele rezultate iau forma unor fracturi în formă de crater de aproximativ 8 mm în diametru și 4 mm adâncime.

În interacțiunea în vrac, SBS transversal comprimă puternic optica în regiuni mari transversale pe direcția de polarizare a fasciculului la perimetrul fasciculului. Compresia poate rezulta din electrostricție: intensitatea SBS este de câteva ori mai mare decât a fasciculului incident. Undele de compresie rezultate din relaxarea acestor regiuni se propagă către perimetrul opticei, unde sunt reflectate ca unde de tracțiune în vrac. Focalizarea acestor unde de tracțiune în centrul opticei are ca rezultat fisuri de-a lungul direcției de polarizare.

Până la 25% din energia fasciculului incident este pierdută de SBS la aceste fluente mari. Ciripitul de frecvență al fasciculului laser cu 45 GHz suprimă puternic SBS și reduce amplitudinea undelor de stres cu aproximativ un ordin de mărime; nu are loc nicio pierdere de energie, craterizare sau fisurare în aceste condiții.

Propunem reguli de proiectare pentru evitarea deteriorării acustice în optica mare și comparăm pragurile observate pentru SBS transversal cu predicțiile din literatură.

1. Introducere

Sistemul laser Nova este modernizat cu sticlă fosfat fără platină, care va permite fluențe mai mari fără deteriorarea amplificatoarelor1. Pentru a determina performanța îmbunătățită a laserului cu noua sticlă, a fost construit și testat un prototip de linie de lumină. În februarie anul trecut, după o împușcătură de 2,4 ns la 5,9 кJ la 0:35 p.m., a apărut o crăpătură dreaptă de 5 cm lungime în centrul unui diametru de 80 cm, cuarț topit, divizor de fascicul de diagnostic, unde nu a fost incidentă nicio lumină. Iluminarea directă a acestei zone este împiedicată de o întunecare a benzii de 6 cm lățime. Această obturare este necesară pentru a proteja diviziunea discului în cele mai mari amplificatoare, ceea ce este necesar pentru a suprima oscilația parazită. O examinare atentă a fracturii a scos la iveală două mici cratere pe suprafețele de incident și de ieșire ale separatorului de

fascicule. Semnele curbe de hackle au indicat că fisura liniară a început din cele două cratere aproape simultan, s-a îmbinat în planul central al opticii, s-a propagat departe de regiunea centrală și s-a oprit brusc. S-a observat curând că fisura liniară a fost strâns aliniată cu direcția de polarizare a luminii de 0,35 pm, care este orientată la 35 de grade față de polarizarea fasciculului fundamental Ipm.

Fotografii suplimentare au stabilit că nu au putut fi detectate reflexii rătăcite sau focare fantomă pe partea incidentă sau de ieșire a divizorului de fascicul în apropierea centrului acestuia. O revizuire a fotografiilor făcute cu trei optice mari care fuseseră deteriorate în timp ce se aflau în camera țintă Nova zece în anul și jumătate anterior a evidențiat fracturi liniare similare aliniate cu polarizarea de 0,35 ym. Toate împușcăturile dăunătoare au avut loc la 0.35 p.m., cu o durată de aproximativ 3 ns. Considerăm că acum înțelegem majoritatea proceselor care provoacă acest tip de daune, care face obiectul acestei lucrări.

Este important de menționat că SBS în optică este așteptat de ceva timp. Cu aproximativ 20 de ani în urmă, John Emmett și Art Schawlow au publicat un studiu al SBS transversal în lichide, inclusiv observații ale deplasărilor multiple ale SBS și ale filamentării transversale2. În urmă cu zece ani, LLNL a susținut un studiu privind câștigurile SBS în sticla optică, cu suspiciunea că în cele din urmă ar fi important3. Și mai recent, LANL a finanțat un efort de modelare a SBS transversal în silice topită la Spectra Technology*.

La fluențe mari în optica mare este posibil să se depășească pragul de generare a împrăștierii Brillouin stimulate transversal pe direcția de propagare. Această lumină împrăștiată poate fi absorbită de materialele suport, dând naștere la unde de suprafață. Când intensitățile SBS ajung

sunt generate și valuri în vrac suficient de mari și puternice. Din cauza atenuării puternice de înaltă frecvență, undele acustice SBS durează doar cu aproximativ o nanosecundă mai mult decât impulsul incident, în timp ce undele acustice generate de depunerea energiei pe suporturi sau de ameliorarea compresiei electrostrictive de la SBS intens durează multe sute de microsecunde . Aceste unde se pot concentra în interiorul opticii de la reflectarea la suprafețele libere pentru a crea tensiuni care fracturează substratul.

Pe lângă deteriorarea optică, am observat o pierdere de energie de până la 25% din fasciculul laser din cauza SBS. Fără o suprimare adecvată a SBS, pierderea transversală de energie va deveni foarte mare.

Am instrumentat atât un separator de fascicul cu deschidere completă, cât și o lentilă de focalizare Nova în experimente pentru a studia SBS. O distincție cu privire la optica folosită experimentul particular va fi făcută numai acolo unde este important. Vom discuta despre undele de suprafață și dovezile noastre pentru ele, undele masive în substrat și pierderea de energie din fascicul și, în final, vor fi discutate o

soluție la problema SBS, împreună cu câteva sugestii pentru evitarea deteriorării acustice în optica mare.

2. Modul teoretic simplu!

SBS transversal la 350 nm în silice topită generează fononi acustici la o frecvență de 35 GHz. Fononii la această frecvență au o lățime de linie măsurată3 de 160-170 MHz sau un timp de dezintegrare a intensității de aproximativ 1 ns. Prin urmare, câștigul SBS va fi tranzitoriu pentru puise mai scurte de câteva nanosecunde. Creșterea SBS în aceste condiții este cel mai bine tratată prin integrarea numerică a ecuațiilor de propagare4, dar există un model simplu, așa cum se arată aici, care este util pentru înțelegerea proprietăților generale de scalare.

Intensitatea luminii împrăștiate de SBS realizează câștig maxim pentru o undă împrăștiată polarizată paralel cu pompă, cu o dependență tipică de dipol (cosinus pătrat) de unghiul dintre aceste polarizări. Câștigul la starea staționară pentru polarizări paralele este de 5 eG unde

G = γII_ (1)

și

/ 2 2

΄Y Aer γ

- = ----f— sin(0/2) (2)

În această expresie, γθ este constanta electrostrictivă ρ3ε/3ρ, Va viteza undei acustice, λρ lungimea de undă în vid a pompei, θ unghiul dintre pompă și direcțiile de propagare a undei împrăștiate și τ constanta de timp pentru dezintegrarea intensitatea undei acustice. Constanta de timp τ este o funcție a frecvenței acustice.

Se poate arăta® că atunci când exponentul de amplificare, G » 1 și t/τ « G, lungimile impulsurilor laser mai mici de aproximativ 5τ sunt destul de bine descrise de un model de împrăștiere tranzitorie care presupune puși foarte scurti. Acest model oferă un exponent de câștig G(t) la momentul t într-un puise pătrat de intensitate I și lungime de interacțiune L ca

G(t) = 2 [(y/T)ILt]l/2. (3)

Rețineți că câștigul depinde de fluența integrată Ildt până la momentul t și de raportul γ/τ, care este lungimea liniei integrate a liniei Brillouin. În limita tranzitorie, lățimea liniei Brillouin l/2iri și forma pulsului puiseului optic nu sunt importante.

Parametrul de câștig tranzitoriu γ/τ este proporțional cu 1/λ£, astfel încât SBS tranzitoriu este cel mai important la lungimea de undă scurtă. Dependența sin(0/2) arată că direcția preferată pentru SBS tranzitorie este înapoi (0 = ir); totuși, în componentele subțiri nu există o lungime suficientă în această direcție pentru a obține un câștig mare. Câștigul transversal la 0 = ir/2 este scăzut doar cu un

factor de 1/Z2. De asemenea, unghiurile puțin mai mari decât ir/2 pot fi favorizate în componentele moderat groase.

Undele acustice SBS cresc pentru un timp t, iar unda optică împrăștiată crește în timpul propagării pe o distanță L care poate fi înlocuită cu un timp de creștere tg = nL/c. Valoarea maximă pe care tg o poate lua este lungimea impulsului t a impulsului laser. Dacă împrăștierea este transversală, atunci deschiderea fasciculului pompei poate stabili o limită mai mică la tg.

La o anumită valoare a lui G(t), estimată de obicei a fi aproximativ Gy = 25-35 nepers, intensitatea undei împrăștiate va atinge o fracțiune semnificativă din intensitatea undei de pompă. O mică creștere a câștigului peste această valoare va duce împrăștierea în regimul de depășire a pompei, în care acest model de semnal mic se defectează și coeficientul de reflexie al undei acustice se apropie de unitate. Vom defini acest punct ca un „prag” SBS. Presupunând că intensitatea I este constantă pe fascicul

deschidere, putem defini un parametru de prag la

orice punct al diafragmei

2

H(t) = Itt = ητ (4)

g 4 c γ   ' '

Pentru H(t) mai mic decât valoarea pragului Hτ stabilită prin substituirea Gț în Eq. 4 nu va exista nicio pierdere SBS; peste această valoare, reflectivitatea SBS se va apropia de 100%.

Valoarea de prag Gț are o dependență slabă de grosimea unei componente optice. La o anumită valoare de.G(t) va exista o intensitate împrăștiată laterală constantă pe unitatea de grosime, astfel încât o componentă groasă are evident o pierdere totală puțin mai mare la un anumit G(t) și un „prag” Gț mai mic.

3. Unde de suprafață

Calibrele Străin au fost folosite pentru a detecta undele de suprafață generate de suflarea de la un suport cu inel 0 pe o lentilă de focalizare Corning 7940 cu diametrul de 80 cm. Calibrele străine au fost amplasate de-a lungul unei raze în obturarea diviziunii discului. Deoarece unda de suprafață se concentrează pe măsură ce se propagă spre centrul opticei, amplitudinea acesteia crește dramatic, așa cum se arată în Fig. 1. O diagramă poziție-timp a fiecărui canal este prezentată în Fig. 2. Viteza undei de 3,45 mm/ ysec corespunde unei unde Rayleigh în silice topită. Acest tip de undă de suprafață, investigat pentru prima dată de Lord Rayleigh în 1887, are atât componente de forfecare, cât și componente longitudinale. La 5,56 kJ, acest tip de undă a provocat un crater cu diametrul de 8 mm și adâncime

de 4 mm în centrul părții de ieșire a lentilei. Adâncimea este în concordanță cu locația nivelului maxim de stres produs de o undă Rayleigh (un sfert din lungimea de undă sub suprafață). Analiza de frecvență a acestei unde a indicat că frecvența sa a fost de 240 KHz, ceea ce corespunde unei lungimi de undă de aproximativ 15 mm. Astfel fundul craterului corespunde cu aproximativ adâncimea tensiunii maxime. Tensiunea de vârf la suprafață, așa cum este detectată de calomentele străine pentru diferite energii și locații radiale, este prezentată în Fig. 3. Există o dependență de aproximativ l//r a tensiunii de vârf măsurată de calibrele străine pe măsură ce unda se concentrează. La început, este surprinzător că un proces de împrăștiere neliniar provoacă o variație aproape liniară a nivelului de stres cu energie. Cu toate acestea, câștigul SBS crește foarte repede în timpul ultimei părți a pătratului puises pe care l-am folosit și, pe măsură ce fluența este crescută, pragul este depășit mai devreme în puise. Adică, Ec. 4 este o bună aproximare a experimentelor noastre. Nu a fost deteriorată partea de intrare a lentilei. Credem că acest lucru se datorează designului lentilei, care are o canelură inelar lată de 25 mm în această față, concepută pentru a preveni focalizarea reflexelor optice interne în interiorul lentilei. Acest canal previne, de asemenea, propagarea undelor acustice de suprafață către centru.

Când doar secțiuni scurte ale inelului 0 al lentilei de focalizare au fost folosite pentru sprijin, amplitudinile undei Rayleigh au fost reduse cu mai mult de un factor de doi. Cu toate acestea, aceste unde de suprafață au fost încă prezente la amplitudini mici. Absorbția de suprafață în acoperirea sol-gel poate fi responsabilă pentru unda mică de tensiune reziduală.

4. Valuri în vrac

Undele în vrac (adică, forfecarea în vrac și undele longitudinale) sunt greu de studiat folosind calibre străine montate la suprafață, astfel încât diagnosticele noastre sunt mai puțin convingătoare decât pentru undele de suprafață. Totuși, semnalele mari de pe calibrele perimetrale străine sugerează că suprafețe mari din substrat în regiunea perimetrală a fasciculului sunt într-o stare de comprimare puternică după o împușcare cu fluență mare în care a fost produs SBS. Modelarea procesului de relief străin arată că un străin compresiv ar produce o undă longitudinală care se propagă către perimetrul circular al substratului, unde este reflectată ca o undă de tracțiune simetrică. Această undă de tracțiune se propagă apoi în centrul opticei cu amplitudine crescândă pe măsură ce se concentrează. Undele mari de tracțiune ajung în centrul opticei după ce suprafețele au fost deja craterate de undele de suprafață, ceea ce reduce foarte mult efortul necesar pentru extinderea fracturii. Faptul că sursa fracturilor rezultate este asociată cu regiunile cu compresie SBS mare este susținută de faptul că fisurile liniare sunt aliniate cu polarizarea de 0,35ym, care este normală cu direcția maximă a câștigului transversal pentru SBS.

5. Pierderi de energie

Lumina împrăștiată laterală de la separatorul de fascicul și lentila de focalizare a fost monitorizată cu un sistem de fotodiodă și osciloscop de mare viteză, care are un timp de creștere de 80 ps. Incidentul și

fasciculul laser transmis au fost înregistrate de o cameră LLNL streak cu răspuns de 40 ps. Semnalele de la acestea pe o lovitură de 5,76 kJ, 2,35 ns, 0,35ym sunt prezentate în Fig. 4. Observați creșterea exponențială a luminii laterale împrăștiate și depleția profundă a capătului de coadă a puise-ului transmis. Analiza creșterii exponențiale a semnalelor de lumină împrăștiată laterală pentru cinci cadre care au avut un raport semnal/zgomot bun oferă câștiguri în nepers/ns, așa cum se arată în Tabelul I. Rețineți că aceste câștiguri sunt câștiguri aparente văzute din direcția transversală. Valorile lor sunt complicate de vizualizarea câmpului și integrarea în direcția transversală și, prin urmare, nu sunt aceleași cu câștigurile exponențiale ale ecuației. 1. Datele din Tabelul I sunt durate de 2,35 ns. Lungimea căii de amplificare a diferit cu 9 cm din cauza a două orientări de polarizare diferite care au făcut ca calea maximă de câștig SBS să traverseze obturarea diviziunii discului la un unghi. Datele arată că această lungime a căii de câștig este semnificativă. Aceste orientări diferite au fost rezultatul utilizării a două matrice diferite de cristale de conversie KDP.

Când pragul SBS este mult depășit, intensitatea împrăștiată laterală poate depăși intensitatea □ a fascicululului incident, deoarece lumina împrăștiată poate avea o fluență comparabilă cu o durată mai scurtă a impulsului, așa cum este demonstrat în Fig. focalizare, ceea ce implică o compresie electrostrictivă intensă în aceste regiuni. Semnătura filamentării este deteriorarea sub formă de lanțuri lungi de bule fine aliniate cu direcția preferată SBS. Energia totală care este pierdută în procesele SBS a fost determinată de calorimetria incidentă și transmisă, așa cum se arată în Fig. 5.

Un rezumat al fluentelor de 0,35ym și duratelor de puise în care am observat daune sunt prezentate în Fig. 6. De asemenea, este prezentată granița dintre operațiunile sigure și dăunătoare, care corespunde unui produs al duratei de fluence puise de 3,7 3-ns/cm2. Această limită este în acord destul de bun cu lucrarea teoretică asupra SBS transversală a lui Eggleston și Kushner citată mai devreme. Această cifră indică, de asemenea, limitele de performanță care au fost demonstrate recent pe linia de lumină a prototipului Nova. În mod clar, pentru durate de impuls care depășesc 1,8 ns, trebuie să restricționăm nivelurile de energie ale armoniei a treia sau să suprimăm SBS.

6. Ciripit

Revizuirea studiilor SBS de bandă largă (unde lățimea de linie laser este mare, în comparație cu lățimea de linie Brillouin) de George Valley7 concluzionează că banda largă are un câștig SBS substanțial mai mic. Cu toate acestea, implementarea intrării în bandă largă în lanțul de amplificator Nova cu o modulație de amplitudine acceptabil de scăzută este o problemă dificilă. Am ales să urmăm ciripitul oscilatorului de bandă îngustă cu schimbări de frecvență care sunt rapide în comparație cu timpii de acumulare a câștigului tranzitoriu SBS.

Un modulator de fază de niobat de litiu a fost folosit pentru a ciripit fasciculul lym. Modulația de amplitudine cu această tehnică a fost mai mică de 20 la sută. Un ciripit sinusoidal, având o amplitudine vârf-la-vârf de 15 GHz, suprimă complet SBS în separatorul de fascicule. Rețineți că ciripitul la a treia armonie este de trei ori mai mare. Lumina și acustica împrăștiate lateral au fost observate la nivelul de zgomot al detectorilor și nu s-a pierdut nicio energie perceptibilă din fascicul. Intensitatea relativă a luminii laterale împrăștiate pentru fotografiile ciripit și neciripit este prezentată în Fig. 7. Semnalele de emisie acustică sunt prezentate în mod similar în Fig. 8. O singură fotografie, realizată cu un ciripit de 8 GHz al frecvenței fundamentale, pare să fi fost aproape la fel de eficient ca ciripitul de 15 GHz. Aceste date sunt indicate în figurile de mai sus. În prezent, știm doar că ciripitul ar trebui să fie mare, în comparație cu lățimea de linie SBS de 165 MHz. Lățimea de bandă chirp mai mică de 15 GHz la lym, ceea ce oferă 45 GHz la 0,35 ym, nu degradează eficiența conversiei armoniei cu mai mult de un procent.

7. Considerații de proiectare sugerate

Designerii opticii laser cu deschidere mare ar trebui să țină cont de următoarele puncte. Aceste sugestii sunt deosebit de importante atunci când lucrați cu sisteme laser vizibile sau UV cu fluente mari.

- Evitați focarele acustice din optică - nu permiteți surse acustice simetrice sau reflexii.
- Protejați materialul suport de lumina împrăștiată.
- Verificați pragurile SBS pentru sisteme noi.
- Luați în considerare ciripitul sau împărțirea diafragmei dacă SBS pare posibil.

Ciripitul pare să funcționeze bine pentru situația noastră particulară, dar încă nu am explorat ciripitul necesar pentru impulsuri mai lungi de aproximativ 2,5 ns. Ciripitul va suprima apariția SBS, dar nu îl va elimina. La un nivel de fluență suficient de ridicat, câștigul SBS va deveni o problemă pentru orice nivel dat de ciripit.

8. Recunoaștere

Întregul personal de operațiuni cu laser Nova a contribuit la aceste experimente și merită credit pentru munca bine făcută.

9. Referințe

1. C. Bibeau, RBEhrlich, 3. K. Lawson, CW Leumann, DM Pennington, TLWeiland, MA

Henesian și D. R.Speck, „Performanța unei linii de fascicul Nova cu sticlă HighDamage Threshold”, au prezentat

la CLEO '88, Anaheim, CA, 25-29 aprilie 1988, UCRL-97704.

2. 3.L. Emmett și A. L. Schawlow, Revista fizică, voi. 170, pp358-362, 1968.

3. D.Heiman, DHamilton și RW Hellwarth, Physical ReviewB, voi. ,19, Nr.12, 3iunie15, 1979.

4. 3. M. Eggleston și M. 3. Kushner, Optics Letters, Vol.12, No. 6, 3iunie 1987.

5. W. Kaiser și M. Maier, Laser Handbook, voi. 2, pp 1111-1120, editat de FT Arecchi şi E. 0. Schulz-Dubois, (1972).

6. GB Benedek și K. Fritsch, Physical Review, voi. 149, 647 (1966).

7. GC Valley, IEEE Oournal of Quantum Electronics, voi. QE-22, nr. 5, mai 1986.

• Lucrări efectuate sub auspiciile Departamentului de Energie al SUA de către Laboratorul Național Lawrence Livermore sub Contractul Nr. W-7405-ENG-48.

Fig. 1 Înregistrări Străin gage ale undei Rayleigh

focalizarea în centrul unui obiectiv de focalizare.

Fig. 2 Graficul pozitlon-timp al undei Rayleigh din datele straln gage.

Fig. 3 Tensiunea maximă la suprafața liberă datorită undei Rayleigh.

Fig. 4 Incident, transmis și împrăștiat sirte 3ω Intensitate pe 5,76 kJ. Fotografie 3ω cu o durată de 2,35 ns.

Fig. 5 Pierderea de energie măsurată prin calorimetrie cu deschidere completă.

Fig. 6 Plicul de deteriorare SBS pentru 351 nm în silice topită.

Incident 3 шепегду X lățimea impulsului (kJ-ns)

Fig. 7 Intensitatea de vârf împrăștiată din SBS în beamsplltter.

Fig. 8 Influența chlrp asupra emisiei acustice

tabelul 1

Nova Shot Nr. (Lună/Zi/Nr.)	^3œ Qoules)I (GW/cm2)L (cm)G (nepers/ns)
32304	4,7691.60339.34.608
32502	4,7751.60539.35.420
32504	6,2212.09139.38.150

50611 7,8272.63148.09.408
60807 5,7231.92448.06.859

Câștigurile obținute din lumina împrăștiată pe slde pe fotografii de 2,35 ns

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

SESIUNEA 4

Măsurători și Caracterizare

Scaun

Harold E, Bennett

Centrul de arme navale

Analiza opticii turnate cu diamant folosind elipsometrie

SF Nee, HE Bennett, DL Decker,

SD Greene și AA Ogloza

Divizia de fizică, Departamentul de cercetare Centrul de arme navale, China Lake, California 93555-6001

ABSTRACT

Datele elipsomctrice pentru mai multe probe turnate cu diamant au fost măsurate la o lungime de undă de 5 цт și la mai multe unghiuri de incidență. Aceste date au fost reduse de programele cu cel mai mic pătrat pentru diferite modele pentru a obține parametrii corespunzători de cea mai bună potrivire. Calculele din modelul de anizotropie tridimensional pentru suprafețele strunjite cu diamant arată că parametrii elipsomctrici nu sunt sensibili la orientarea probei pentru factorii de depolarizare paraleli mai mici de 0,03. Sunt comparate și discutate rezultatele cele mai potrivite pentru diferite modele. Un model special pentru straturi brute simetrice bidimensionale poate da erori rms de până la $\delta\psi < 0{,}005°$ și $\delta\Delta < 0{,}02°$; parametrii săi de cea mai bună potrivire sunt în acord cu rugozitatea rms profilometrică și panta rms.

1, INTRODUCERE

Cerințele stricte privind reflectarea și lumina împrăștiată sunt adesea aplicate pe oglinzile de înaltă calitate. Proprietățile lor de polarizare primesc adesea mai puțină atenție, mai ales dacă oglinzile

urmează să fie utilizate aproape de incidența normală. Odată cu apariția diamantelor și a altor tehnici de producție de modem, suprafața oglinzii nu este neapărat izotropică. Se va demonstra că această anizotropie în finisarea suprafeței poate produce, în teorie, proprietăți de polarizare a anizotropiei chiar și atunci când oglinda este utilizată la incidență normală. Suprafețele convenționale strunjite cu diamante sunt suficient de netede, astfel încât să nu fie observată nicio anizotropie semnificativă de polarizare chiar și atunci când poate fi văzută structura reziduală în formă de diamant. Cu toate acestea, ar trebui să fie posibil să se genereze suprafețe în care aceste efecte să poată fi văzute. Rezultatele unei analize a mai multor suprafețe turnate cu diamant sunt raportate în această lucrare. Așa cum s-a prevăzut pentru suprafețele netede turnate în diamant, efectele de polarizare sunt minime. Cu toate acestea, se demonstrează, de asemenea, că anizotropia de polarizare prezisă la incidență normală există pentru suprafețe anormale.

Pentru a vedea efectele de anizotropie asupra proprietăților optice ale suprafețelor turnate cu diamant, au fost pregătite câteva mostre de diverse rugozități și texturi. Profilurile de suprafață și parametrii elipsometrici au fost apoi măsurați. Datele elipsometrice au fost reduse printr-un program de potrivire cel puțin pătrat pentru diferite modele. Rezultatele cele mai potrivite pentru diferite modele au fost apoi comparate și discutate. Un model în cinci faze pentru straturi brute simetrice bidimensionale eficiente (2D) poate oferi o potrivire foarte bună datelor elipsometrice pentru eșantioanele cu panta rms mai mică de 10 mr, iar parametrii săi de cea mai bună potrivire (cu excepția factorului de depolarizare) sunt de acord . cu parametrii corespunzători din alte surse de date. Pentru o suprafață reglată convențional cu o pantă rms de 4,8 mr, nu se observă niciun efect al orientării probei asupra parametrilor elipsometrici. Factorul său de depolarizare cel mai potrivit, obținut din modelul în cinci faze de mai sus, este de asemenea în acord cu panta determinată de profilometrie. Pentru o altă probă foarte accidentată și cu pantă abruptă, s-au observat efecte uriașe de orientare a eșantionului; niciun model bazat pe aproximarea dipolului nu se poate potrivi cu datele elipsomctrice. Simularea modelelor de anizotropie tridimensionale (3D) oferă criteriile pentru observarea efectului de anizotropie 3D asupra proprietăților optice. Acesta arată că (1) parametrii elipsometrici nu sunt sensibili la orientarea eșantionului pentru factorii de depolarizare paraleli mai mici de 0,03, ceea ce corespunde unei pante medii de aproximativ 40 mr, iar (2) elipsometria nu poate distinge grosimi ale stratului grosier mai mari de 0,3 цт. pentru probele de cupru turnate cu diamant.

2, TEORIE

2,1. Modele tridimensionale de anizotropie

Anizotropia 3D are trei indici complecși diferiți de refracție de-a lungul celor trei axe principale. Măsurarea la diferite orientări ale probei va da rezultate diferite ale ψ și Δ. Parametrii elipsometrici ψ și Δ pentru elipsometria de reflexie sunt definiți ca 1

Гр   · A

— = ΐαηψ e1Л ,   (1)

rs

unde rp și rs sunt coeficienții complexi de reflexie la un unghi de incidență dat pentru lumina polarizată inițial în direcțiile p și, respectiv, s. Pentru a imagina efectele anizotropiei 3D asupra parametrilor elipsometrici, am ales cele mai simple modele pentru simulare. Presupunem un sistem trifazat în care suprafața diamantată este tratată ca un singur strat deasupra vracului. Stratul brut efectiv are o grosime efectivă d, o fracțiune de gol f și trei factori de depolarizare qj pentru câmpul de-a lungul axei de simetrie j. Constanta dielectrică £j și indicele de refracție nj corespunzătoare pentru stratul efectiv pot fi calculate din f și qj utilizând teoria mediului efectiv generalizat2·3 (EMT) așa cum a fost utilizată anterior.4·5 EMT generalizat în aproximarea Maxwell-Gamett63 oferă

qe + (1 - q.) (f ε + fie.)

4j a 4   4 aab b7

·*   (1 - q.) + q. (f + £ε /ε,)

J jabab

nj = Vëj , (2a)

unde ea și eb sunt constante dielectrice ale celor două medii adiacente cu fracții de volum fa și fi,. Cele două medii de aici sunt aerul, a, și materialul în vrac, b. În acest sistem, ea = 1, fa = f și fb = 1 - fi

Fie că axa z - o axă de simetrie - să fie direcția verticală față de stratul de suprafață al unui sistem trifazat. Geometria orientărilor eșantionului pentru modelele 11 și 12 este prezentată în figura 1. Modelul 11 are qx = 0, care corespunde orientării orizontale a unui eșantion din figura l(a). Modelul 12 are qy = 0 și corespunde orientării verticale din figura l(b). Cu q(| ca valoare a qx sau qy care nu dispare pentru câmpuri paralele cu suprafața, atunci

Modeli: qx = 0,qy = q,,,and4ζ=1-4|ρ(3)

Modelul 12:   qy = 0,qx = q||,șiqz = 1 - q¡|.(4)

Factorul de depolarizare q|| este cantitatea afișată în cifrele simulate sau cele mai potrivite. Calculele elipsometrice pentru straturile de anizotropie 3D sunt similare cu calculele 2D utilizate într-o lucrare anterioară.5 Singura modificare este de a înlocui notația în indice II pentru componenta câmpului paralelă cu suprafața cu indicele y pentru unda s și prin indicele x pentru unda p. Parametrii elipsometrici ψ și Δ pentru modelele 11 și 12 sunt calculați, iar valorile diferențelor δψ și δΔ dintre cele două modele sunt apoi calculate.

Figura 2 prezintă δψ în funcție de grosimea efectivă pentru Modelul 12 în raport cu Modelul 11 pentru diferite valori ale lui q||, care sunt alese ca 0,5, 0,2 și 0,05. Toate curbele de δψ se saturează la niveluri constante pentru grosimi efective mai mari de 0,3 gm. Efectul de saturație este cauzat de adâncimea scurtă a pielii de aproximativ 0,03 g pentru cupru. Nivelul de saturație al lui δψ pentru suprafața cu q|| = 0,05 este -0,0134°, care este aproximativ limita instrumentală a lui ψ. În mod similar, Figura 3 arată Δ relativ între Modelele 12 și 11 pentru același set de q|| valorile, δψ și δΔ prezintă un comportament similar, cu excepția faptului că efectul δΔ este mult mai mare. Nivelurile de saturație pentru qN = 0,5 sunt δψ = -0,19° și δΔ = 2,86°. Efectul asupra Δ este de aproximativ 15X efectul asupra ψ. Nivelul de saturație al δΔ pentru q(| = 0,05 este de 0,2°, ceea ce reprezintă aproximativ 4X eroarea instrumentală a lui Δ. Efectul minim detectabil de anizotropie asupra Δ este pentru suprafețe cu qh > 0,03. Pentru eșantioanele tumate în mod convențional, canelurile reziduale au de obicei pante mai mici de 20 mr, ceea ce corespunde unui factor de depolarizare de 0, 015. Astfel, efectul de anizotropie 3D nu este observabil pentru optica convențională cu tume de diamant.

2,2. Modele simetrice 2D și 3D

Pentru Qx și qy foarte mici (< 0,01), efectul de anizotropie 3D nu apare. Cu toate acestea, qz este mult mai mare decât q||, astfel încât nici un model izotropic pur nu va fi adecvat. Suprafețele brute posedă, în general, o simetrie 2D, așa cum sa investigat în lucrările anterioare.4,5 Pentru eșantioanele convenționale cu diamant, modelul simetric 2D ar putea oferi o potrivire bună a datelor. Diferite modele pentru sistemele simetrice 2D și 3D sunt utilizate pentru a se potrivi cu datele elipsometrice ale mostrelor noastre turnate cu diamant. Modelele 1 și 2 sunt sisteme cu două faze; Modelele 33 și 34 sunt sisteme trifazate; iar modelele 133 și 134 sunt sisteme cu cinci faze. Toate mediile din modelele 1, 33 și 133 sunt izotropice, în timp ce părți ale mediilor din modelele 2, 34 și 134 au simetrie 2D. Identificările acestor modele sunt rezumate în Tabelul 1.

Tabelul 1. Specificațiile numerelor de model utilizate

	Numerele de model
	Două fazeTrifazateCinci faze
Izotropie	133133
Anizotropie 2D	234134
Anizotropie 3D	11,12

Specificațiile detaliate ale modelului sunt descrise după cum urmează. Într-un sistem cu două faze, suprafața rugoasă, stratul de oxid și volumul sunt considerate ca un întreg. Modelul cu două faze poate oferi o potrivire destul de bună la majoritatea cazurilor. În modelul 1, volumul este considerat a fi un material izotropic cu un indice complex (пь,кь). Acest indice este cu siguranță diferit de indicele cuprului real. În Modelul 2, se presupune că volumul are o simetrie 2D cu nx = ny = Пц Ψ nz și kx = ky = кц Ψ kz. Pentru comoditatea calculului, se

presupune că acest volum anizotropic este un amestec de aer și cereale cu un indice (пьДсь) θΓ o constantă dielectrică et,. Toate axele cerealelor sunt aliniate vertical pe suprafața limită. Boabele posedă o simetrie 2D. Factorii de depolarizare pentru o simetrie 2D sunt

qx = qy = q,l și qz=l-2q1|.   (5)

Constanta dielectrică de anizotropie Cj poate fi calculată din f, qjt și eь folosind Eq. (1).

Într-un sistem trifazat, suprafața rugoasă este tratată ca un singur strat eficient. Materialul vrac este izotropic și are un indice de refracție (пь,кь). Stratul de oxid este neglijat. Pentru modelele 33 și 34, stratul efectiv este compus din aer și material în vrac cu o fracțiune de gol de f. Stratul rugos efectiv este considerat a fi izotropie în modelul 33, iar factorul de depolarizare utilizat pentru calcularea indicelui de refracție este q = 1/3. În Modelul 34, stratul rugos posedă o simetrie 2D, iar factorii de depolarizare sunt dați de Ec. (5).

Sistemul cu cinci faze ia în considerare și stratul de oxid. Există două interfețe brute care trebuie considerate straturi eficiente în sistem. Primul strat eficient este compus din aer și oxid, iar al doilea strat eficient este compus din oxid și vrac. Geometria este prezentată în Figura 4. Grosimea efectivă dr, fracția de gol f și factorul de depolarizare q(| se presupune că sunt identice pentru ambele straturi efective. Modelul 133 presupune straturile efective de izotropie. Modelul 134 consideră straturile brute ca fiind 2D simetric, unde se aplică ecuația (5).Se folosesc calculele multistrat pentru coeficienții de reflexie și transmisie pentru mediile uniaxiale anizotropice.Se iau în considerare și pierderea de împrăștiere prin interfețele brute.Algoritmul de calcul pentru acest sistem de anizotropie va fi publicat ulterior.

Un program de regresie cu cel puțin pătrat este utilizat pentru a găsi parametrii cei mai potriviti pentru diferite modele pentru datele elipsometrice măsurate. Un parametru de încercare este scanat de fiecare dată și sunt calculate erorile σψ și σΔ pentru diferite valori ale parametrului. Erorile în ψ și Δ sunt date de

2   1 nr

σψ = ΈΥΣίΨί-Ψίθί)] ■   (6a)

i=l

2   1 N2

σΔ = îțt Σ [дi - Δ(θί́)] .   (6b)

iN'A i=l

Programul găsește apoi valoarea cea mai potrivită a parametrului, care oferă cea mai mică eroare de

$\sigma\psi,\Delta = V \sigma\psi 2 + \sigma\Delta 2 /16$.   (7)

Un factor de 16 este introdus în Eq. (7) pentru a echilibra erorile instrumentale de bază între ψ și Δ. Erorile instrumentale sunt $\delta\psi = \pm 0,01°$ și $\delta\Delta = \pm 0,04°$. Diferiții parametri dintr-un model sunt scanați pe rând și redusi la valorile lor cele mai potrivite. Poate dura multe runde pentru a ajunge la un nivel rezonabil de eroare. Dacă există prea mulți parametri necunoscuți, setul final de parametri cel mai potrivit ar putea avea mai multe soluții. Cu cât se cunosc mai multe informații despre sistem, cu atât se consumă mai puțin timp pentru obținerea convergenței computerului.

3. EXPERIMENTAL

Discurile de cupru de înaltă conductivitate fără oxigen (OFHC) au fost prelucrate cu diamant pentru a produce suprafețe de precizie cu diferite grade de microrugozitate. Probele 1 până la 3 (vezi, de exemplu, Figurile 5 până la 8) au fost prelucrate folosind o unealtă diamantată cu un singur cristal cu o rază de 0,125 inchi. Viteza de avans de prelucrare a fost modificată pentru a produce diferite grade de rugozitate a suprafeței; au fost utilizate rate de 10, 90 și 30 pm/rev pentru a produce Probele 1 până la 3, respectiv. Eșantionul 9 a fost prelucrat cu diamant într-un singur punct folosind o unealtă diamantată cu un singur cristal deteriorată cu un instrument de 0,03 inchi. raza sculei la o viteză de avans de prelucrare de 50 pm/tur. Muchia tăietoare a acestui instrument a fost grav erodata, producând o suprafață foarte aspră, cu pante abrupte. Această probă a fost lăsată să se oxideze în aer timp de 9 luni. Pentru a măsura suprafețele curate de cupru cu cât mai puțin oxid de cupru posibil, discurile de cupru au fost șterse folosind o soluție slabă de HC1 în alcool metilic absolut. Această ușoară procedură de gravare îndepărtează cea mai mare parte — dacă nu tot — oxidul de cupru.

Profilurile de suprafață ale probelor au fost examinate utilizând un profilometru 3D interferometric Wyko comercial. Au fost măsurate profiluri la diferite poziții ale unui eșantion și a fost calculată media acestor măsurători. Rugozitatea rms medie se obţine din rms a N rugozităţi rms de eşantionare la diferite poziţii.4'5 Panta rms medie se calculează din rms a N pante rms x şi a N pante rms y măsurate la diferite poziţii. Rugozitatea medie de la vârf la vale (PV) este obținută din media directă a N valorilor rugozității PV.

Parametrii elipsometrici ψ și Δ au fost măsurați la o lungime de undă de 5 pm și la mai multe unghiuri de incidență folosind metoda nuli așa cum sa menționat anterior.5 Probele 2 și 9 prezintă un model de canelura vizibil, în timp ce probele 1 și 3 nu. Canelurile din Eșantionul 2 și 9 au fost orientate orizontal și vertical pentru a detecta orice diferență în ψ și Δ între cele două orientări. Figura l(a) prezintă geometria orientării orizontale a canelurilor, în timp ce figura l(b) arată cea a orientării pe verticală. Direcțiile de prelucrare a canelurilor pentru Probele 1 și 3 nu au fost evidente, astfel încât nu a fost aleasă nicio direcție preferențială pentru

aceste două mostre. Proba 9 a fost măsurată înainte și după îndepărtarea stratului de oxid.

4, REZULTATE

4.1, Rezultate profilometrice

Profilurile de suprafață pentru probele 1 până la 3 și 9 sunt prezentate în figurile 5 până la 8, respectiv. Rugozitatea și pantele probelor 1 și 3 sunt comparabile. Proba 2 a fost prelucrată la o viteză de avans rapidă, producând o suprafață destul de aspră. Proba 9 este atât de aspră și abruptă încât nu a putut fi măsurată cu precizie de profilometrul interferometric. Rezultatele medii pentru toate probele sunt listate în Tabelul 2. Pentru Proba 9, panta y rms este completată în rândul pantei rms.

Tabelul 2. Rezultate profilometrice pentru probele de cupru tăiat cu diamant

Proba	1239	
Rugozitate rms (nm)	16.263.214.1112.5	
Rugozitate PV (nm)	98.2266.85.2584.2	
N	147145	
rms Pantă (mr)	1.364.821.4034.55	
rms x-Panta (mr)		4,24
N	188185	

4.2, efecte de anizotropie 3D

Rezultatele experimentale ale ψ și Δ pentru ambele orientări ale eșantionului 9 sunt prezentate în figurile 9 și 10, în mod corespunzător. Notațiile H și V reprezintă orientările orizontale și, respectiv, verticală, iar O denotă oxidul pentru probă înainte de gravare. Este evident că diferența dintre cele două orientări este mare atât pentru ψ, cât și pentru Δ. Diferențele sunt de aproximativ 1 până la 2° în ψ și 3 până la 8° în Δ. Ambele prezintă structura de interferență oscilantă. Efectul oxidului asupra ψ este mic, deoarece datele pentru ambele cazuri cu și fără oxid se suprapun în Figura 9. Efectul oxidului în Δ este încă mare, așa cum se arată în Figura 10. El variază de la 1 la 3° în regiunea unghiului măsurat. .

Proba 9 are o rugozitate rms de aproximativ 113 nm și o rugozitate medie PV de 584 nm. Rețineți că rugozitatea PV este aproximativ aceeași cu lungimea de undă utilizată în măsurarea profilometrică, iar înălțimea reală PV poate fi mai mare decât valoarea măsurată. Tipul de rugozitate a suprafeței asociat cu această probă ar fi putut depăși limita de măsurare a profilometrului interferometric. Pentru a compara efectele de anizotropie observate pentru Proba 9 cu valorile simulate teoretic, diferențele de $\delta\psi$ și $\delta\Delta$ dintre cele două orientări sunt reprezentate grafic în funcție de unghiul incident θ. Figura 11 prezintă $\delta\psi(\theta)$ între seturile de date ale 9AV și 9AH și între seturile de date ale 9AVO și 9AH0. $\delta\psi$ observat este mult mai mare decât cel calculat în Figura 2. Un grafic similar pentru $\delta\Delta(\theta)$ este prezentat în

Figura 12. $\delta\Delta$ observat sunt comparabile cu $\delta\Delta$ simulat pentru q|(= 0,5 în Figura 3. Panta rms măsurată de-a lungul canelurilor pentru această probă este de aproximativ 35 mr. Această pantă medie corespunde unui factor de depolarizare de 0,028, dacă se consideră o secțiune transversală de elipsă. $\delta\psi$ și $\delta\Delta$ observate sunt mult mai mari decât cele simulate folosind d și дц proporționale cu rugozitatea și panta rms.Datorită lipsei de regularitate a structurii suprafeței acestui eșantion, niciun model nu se potrivește datelor pentru a furniza o eroare rezonabilă.

Nu se observă nicio diferență pentru ψ și Δ între cele două orientări din proba 2. Acest eșantion are o pantă medie rms de 4,82 mr pe ambele direcții. Această pantă corespunde Цц = 0,0076 pentru modelele 3D 11 și 12. Această valoare este încă mult mai mică decât qy minimă pentru a observa efectul de anizotropie 3D. Eșecul de a observa diferența parametrului elipsometric între orientările verticală și orizontală a probei 2 este în acord cu simularea teoretică.

4.3. Analiza rezultatelor cele mai potrivite

Datele ψ și Δ pentru Probele 1 până la 3 sunt reprezentate grafic în Figurile 13 și 14. Deși datele elipsometrice pentru aceste trei eșantioane sunt independente de orientarea eșantionului, diferențele de ψ și Δ între eșantioane sunt evidente. Aceste diferențe se datorează rugozității și texturii suprafețelor diamantate. Datele au fost reduse printr-un program de ajustare cel puțin pătrat pentru diferite modele, a cărui analiză detaliată este prezentată mai jos.

Erorile cele mai potrivite pentru diferite modele și indicii în vrac corespunzători pentru Proba 2 sunt enumerați în Tabelul 3. Indicii de refracție disponibili în literatură pentru cupru 7'9 sunt enumerați în ultimele trei rânduri. Se vede că toate modelele dau erori destul de mici dintr-un set de opt puncte de date. Eroarea minimă a $\sigma_{\psi,\Delta}$ pentru opt puncte de date este 0,0053°. Numerele prezentate în tabel sunt aproape de această limită. Datele experimentale trasate în raport cu curbele de cea mai bună potrivire pentru ψ și Δ pentru Modelul 134 pentru Proba 2 sunt prezentate în figurile 15 și 16 în mod corespunzător. Datele care se potrivesc cu curbele cele mai potrivite pentru alte modele enumerate în tabel vor arăta aproximativ la fel ca aceste două cifre. Vedem că potrivirile sunt excelente.

Tabelul 3. Indici și erori în vrac cel mai bine potriviți pentru diferite modele pentru proba 2

Model	σψ(0,01°)σΔ(0,01°)σψ,Δ(0,01°)nbkb
1	0.39532.2180.68102.19835.32
2	0.39512.2170.68072.26336.36
33	0.39482.2180.68072.23535.9
34	0.39482.2170.68062.25536.2
133	0.36151.790.57531.35531.3
134	0.4091.780.6042.5527.96
Dold și Mecke7 (1965)	3.626.6
Patel8 (1965)	2.9227.45

Lenham şi Trehem9 (1966) 2.2131.7

După cum este listat în Tabelul 3, indicii adaptați pentru majoritatea modelelor sunt în afara intervalului indicilor de refracție citați. Doar modelul 134 oferă un indice complex rezonabil pentru cupru, deoarece acest model seamănă cel mai mult cu sistemul real. Modelul 1 ia în considerare toate efectele rugozității și oxidului în indicele de vrac, astfel încât valorile obținute ale (nb,kb) nu pot reprezenta indicele cuprului. Pentru restul modelelor, (nb,kb) reprezintă indicele în vrac prin definiții așa cum este descris în Secțiunea 2.2. Modelele 2, 33 și 34 oferă aproximativ aceleași valori pentru (nb,kb). Grosimea efectivă montată este de aproximativ 0,2 pm pentru Modelul 33 și 0,3 pm pentru Modelul 34. Aceste valori ale grosimii sunt mult mai mari decât adâncimea pielii cuprului, astfel încât câmpurile electromagnetice se atenuează mai ales în stratul de suprafață. Astfel, există o mică diferență între sistemele cu două și trei faze. Deoarece oxidul este neglijat în calculul indicelui efectiv în aceste modele, valorile ajustate ale (nb,kb) stili nu pot reprezenta indicele cuprului. Modelele 133 și 134 seamănă cu sistemul real; valoarea ajustată a lui (nb3<b) ar trebui să fie apropiată de indicele cuprului. Straturile efective pentru interfețele brute sunt presupuse a fi izotropice pentru Modelul 133 și a fi simetrice 2D pentru Modelul 134. Indicii de potrivire pentru aceste două modele sunt foarte diferiți: Valoarea obținută pentru Modelul 134 se încadrează în regiunea dintre valorile citate din literatură. , în timp ce pentru Modelul 133 este în afara regiunii. Astfel, modelul anisoPopic în cinci faze oferă o potrivire rezonabilă la sistemul real.

Pentru a vedea ce înseamnă cei mai buni indici anisoPopic de vrac pentru sistemele cu două faze, cei mai buni indici de vrac pentru Modelele 1 și 2 pentru Probele 1 până la 3 sunt listați în Tabelul 4. Grosimea efectivă dr pentru interfețele brute se potrivesc cu Modelul 134 este de asemenea citat. Indicii de vrac anisoPopic pentru Modelul 2 sunt calculați folosind Eq. (2) din cele mai potrivite f, q||5 și indicele (nb,kb). Pentru toate eșantioanele, indicii complecși pentru modelul 2 pentru câmpurile paralele cu suprafața sunt foarte apropiați de indicii în vrac izoPopic pentru modelul 1. Reflectanțele calculate din acești indici în vrac sunt aproape identice pentru modelele 1 și 2. Astfel, pentru efectele de reflectare, câmpul paralel cu suprafața domină peste câmpul perpendicular pe suprafață. Comparând (n,k) pentru Modelul 1 și grosimea stratului brut dr cu indicele de referință de (2,92, 27,5) de către Patel,8 vedem că (n, k) se abate mai mult de la valoarea nominală pentru probele mai aspre. În tabelul 4, n este mai mic și κ este mai mare pentru eșantioanele mai brute. Cu toate acestea, κ este mai mic pentru mostrele mai aspre pentru setul de probe de aluminiu acoperite investigate anterior.10 Comportamentul evident diferit ar putea fi rezultatul efectului texturii suprafeței.

Tabelul 4. Indici de cea mai bună potrivire pentru sistemele cu două faze

Model	Sample123
1	n2.6532.1982.447
	κ33.1835.3234.75
2	nx2.642.1992.448
	kx33.3235.3234.59

nz	0.8421.9251.934
kz	10.2430.8827.26
134 dr (nm)	53.3310.66.9

Rezultatele cele mai potrivite pentru Probele 1 până la 3 sunt listate în Tabelul 5. Din nou, erorile pentru cel mai bun set de parametri sunt foarte mici pentru toate cele trei mostre. Valorile indicilor în vrac cei mai bine potriviți sunt la aceleași niveluri pentru toate eșantioanele și se află în intervalul Ле de valori din literatură. Indicii complecși adaptați ai oxidului (nox, kox) sunt de asemenea la același nivel. Valorile nox pentru probele noastre la 5 μιη lungime de undă sunt mai mici decât valoarea de 2,5 la 1 μπι lungime de undă, iar kox la 5 μιη wavclcngA nu este mică. Grosimile de oxid de câțiva nanometri sunt rcazonabile pentru aproximativ 1 săptămână până la 10 zile de expunere a probelor după finisare. Valorile de potrivire ale grosimii efective pentru interfețele brute sunt în concordanță cu rugozitatea măsurată de un profilometru intcrferomctric. Dacă suprafețele brute sunt considerate ca un ansamblu de un număr enorm de găuri semi-elipsoidale aliniate vertical pe suprafața de limită, atunci relația dintre panta medie s și Цц isll

Qll = π s/4

(8)

Panta rms s pentru Proba 2 este de 4,82 mr din măsurarea profilometrică; Qu corespunzătoare este 0,0038 prin Eq. (8). Se potrivește cllipsomctric Цц pentru Proba 2 este 0,0057; are Ле aceeași ordine, dar este puțin mai mare decât Ле valoarea prezisă profilometric. Potrivirea elipsometrică q¡| pentru celelalte două probe are valori mult mai mari decât cele prezise din Ле pante măsurate profilometric. Eșantionul 2 are o suprafață bine definită, deci Лai comparația are sens.

Tabelul 5. Parametrii optimi pentru modelul 134: un model în cinci faze pentru interfețele brute cu anizotropie

Proba	123
nr	2.6192.552.241
kb	27.7127.9628.42
nox	1.761.5621.732
cox	0,2620,2940,219
dox (nm)	1,6863,5651,4
dr (nm)	53,25310,566,94
Qll	0,02510,005740,0100
f	0,57730,0470,224
sp(0,01°)	0,9230,4090,745
σ(0,01°)	2,791,782,40
σψ,Δ(θ·θ1°)	1,1570,6040,957

5, CONCLUZIE

Au fost preparate și investigate mai multe mostre de cupru neconvențional turnate cu diamante. Profilurile de suprafață ale Ле probe au fost examinate utilizând un profilometru interfcrometric. Parametrii elipsometrici ψ și Δ au fost măsurați la o lungime de undă A de 5 μιη și la unghiuri multiple de incidență folosind metoda nuil. Modelarea efectului de anizotropie 3D arată că elipsometria nu este sensibilă la orientarea eșantionului pentru q|(< 0,03, în concordanță cu măsurătorile experimentale. Astfel, suprafețele convenționale rotite în diamant sunt independente de polarizare. Este posibil să se observe anizotropia în proprietățile optice pentru mai mare q|(; cu toate acestea, elipsometria nu poate distinge afecțiunile stratului dur (care sunt mai mari de 0,3 μπι) din cauza adâncimii mici a pielii de cupru.

Teoriile simple pentru modelele în două faze oferă o potrivire foarte bună datelor experimentale. Potrivirea n este mai mică și Ле fit k mai mare pentru suprafețe mai aspre. Indicele complex pentru câmpurile paralele cu Ле suprafață pentru Ле strat dur al unui sistem trifazat are aproximativ aceeași valoare ca indicele de vrac al modelului izotopic cu două faze. Rezultatele simulării pentru proprietățile optice pentru modelele trifazate pe baza parametrilor de potrivire nu diferă de Лозе pentru modelul cu două faze. Modelele de anizotropie 2D pentru aceste sisteme simple nu sunt mai bune decât modelele de izotropie Ле.

Modelul în cinci faze pentru interfețele brute anizotopice oferă un set de parametri care se potrivesc cel mai bine cu valorile corespunzătoare din alte surse. Este singurul model care oferă un indice complex complex în intervalul valorilor din literatură pentru

cupru. Indicele de refracție și grosimea stratului de oxid sunt rezonabile pentru toate probele. Valorile de potrivire ale grosimii efective ale interfețelor rugoase sunt în concordanță cu valorile rugozității măsurate de un profilometru interferometric. Factorul de depolarizare de potrivire al probei cu tume netedă se adaugă și cu panta medie obținută folosind un profilometru. Factorul de depolarizare a potrivirii elipsometrice este întotdeauna mai mare decât valoarea prezisă din panta profilometrică.

6, RECUNOAȘTERE

Această activitate este susținută de fondurile independente de cercetare ale Centrului de arme navale.

7, REFERINȚE

1. RMA Azzam și NM Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, pp. 174, North-Holland Publishing Company (1977).

2. DE Aspnes, JB Theeten și F. Hottier, „Investigarea modelelor medii eficiente de rugozitate a suprafeței microscopiei prin elipsometrie spectroscopică”, Phys. Rev. B20, 3292 (1979).

3. DE Aspnes, „Optical properties of thin films”, Thin Solid Films 89, 249 (1982).

4. SF Nee și HE Bennett, „Caracterizarea cantitativă a suprafețelor rugoase S1O2 prin elipsometrie în infraroșu”, în Current Developments in Optical Engineering II, Proc. SPIE 818,34 (1987).

5. SF Nee, „Analiza elipsometrică pentru rugozitatea și textura suprafeței”, J. Appi. Opta. 27(14), 2819 (1988).

6. JC Maxwell Gameti, „Colors in metal glasses, in metal films and in solutions”, Philos. Trans. R. Soc. Londra 205, 237 (1906).

7. B. Dold și R. Mecke, Optik 22.435 (1965).

8. CKN Patel, Appi. Fiz. Lett. 6, 12 (1965); Ibid., 7, 273 (1965).

9. AP Lenham și DM Treheme, J. Opt. Soc. A.m. 56, 683 (1966).

10. SF Nee, HE Bennett și PT Nee, „Studiul rugozității suprafețelor acoperite cu aluminiu prin elipsometrie în infraroșu”, în Current Developments in Optical Engineering III, Proc. SPIE 965, Articolul #10, San Diego, CA, august 1988.

11. DL Decker, „Measurement of the optical constants of thin films of silver and other metáis at temperatures near room temperature”, în High Energy Laser Mirrors and Windows, Semi-Annual Report No. 4, Naval Weapons Center, China Lake, California (sept. 73 - martie 74), pp. 66-83.

Figura 1. Geometrie pentru cele două orientări reciproc perpendice ale eșantionului în măsurarea elipsometrică: (a) orientarea orizontală și (b) verticală a șanțurilor.

Figura 2. Funcția de diferență δψ(ύ) pentru Modelul 12 în raport cu Modelul 11 pentru diferite valori ale q¡|. Valorile lui Цц sunt 0,5, 0,2 și 0,05, după cum se arată.

Figura 3. Funcția de diferență δΔ(ά) între Modelele 12 și 11 pentru același set de valori Фц așa cum este utilizat în Figura 2.

Figura 4. Geometrie pentru un sistem cu cinci faze. Cele două interfețe brute sunt considerate ca două straturi efective de grosime dr, fracțiune de gol f și factor de depolarizare q¡|.

AES 2.11 62312/13/3840. 0x
RMS: 65B n mSURFACEWVLEN: 655. 5 r> m
RR: 562nm Tilt RemoVe d
P— V: 25 3r>m

Ori ant at i on

Figura 6. Profilul suprafeței pentru proba 2.

RESl.l 17:5012/06/3840.0X

RMS: 9,72 nm SURF ACE WVLEN: 655,5 nm RA: ?.49 nm Înclinare eliminată

PV: 71. 9nm

WYKQ

hlYKO

Figura 5. Profilul suprafeței pentru proba 1, o probă de cupru diamant-tumcd, măsurată cu un profilometru interferometric.

44 -

RES 3.1 13:57Ì2/13/8B40.0κ

RMS: 10,9 nm WVLEN DE SUPRAFAȚĂ: 655,5r,m

RR: 8 - 2 9 n mTiltEliminat

PV: 77.Bnm

Sau am entât i on

ODT9 R

RMS: 142 nm

RR: 116 nm

PV: E54nm

46

45 -

43 -

42

________ WYKOJ

Figura 7. Profilul suprafeței pentru proba 3.

e

H

Cu turnat cu diamant

0

λ = 5 µ

eu 9AV

■ 9AH

I 9AV0

> 9AH0

B

B

30   4050607080

Unghi de incidente (grade)

Figura 9. Măsurat ψ pentru ambele orientări pentru proba 9. Notațiile H și V reprezintă orientările orizontale și verticale, în mod corespunzător, iar O indică oxidul pentru eșantion înainte de gravare.

Я

õ5

210

200

10:34   14/12/8840.0X

SUPRAFAȚA HVLEN: S55.5nm

Înclinarea a fost eliminată

Diamond turnad Cu, Instrument 19A, curat 12/13/88.

Figura 8. Profilul suprafeței pentru proba 9.

WYKO

Cu turnat cu diamant

Cu turnat cu diamant

λ = 5 µ

o 9AV

♦   9AH

■ 9AV0

•   9AHO

180

30 4050607080

Unghi de incidente (grade)

Figura 10. Δ măsurat pentru ambele orientări ale eșantionului 9. Înregistrările sunt aceleași ca în Figura 9.

-0,8

Cu diamantat

-1,0 - в

8

я

„3 -1,6 -od

λ = 5 µ

4,8 - ° 9AV-9AH

♦ 9AVO-9AHO

30 4050607080

Unghi de incidente (grade)

Figura 11. Diferența valorilor δψ(θ) între seturile de date 9AV și 9AH și între seturile de date 9AVO și 9AHO.

7

ω

43

la 6

„3 e

V

•Я 5

„3

«

4

Cu diamantat ♦
λ = 5 μ □
B 9AV-9AH ♦ 9AVO-9AHO
♦ □ ♦
□ B
« B□ ♦□ ♦

45,0

44,8

ы) ω

44.4

Cu diamantat

3

30 4050607080

Unghi de incidente (grade)

Figura 12. Grafice similare pentru δΔ(θ) ca cele din Figura 11.

□ ·

A

□

D

□

λ = 5 μ

И Proba 1

♦ Proba 2 B

■ Eșantionul 3

—I-----■-----1--------1----1----1----'----lTL

44.2

30 405060708090

Unghi de incidente (grade)

Figura 13. ψ măsurat pentru probele de la 1 la 3.

Cu λ în formă de diamant = 5μ

B Proba 1

♦ Proba 2

■ Eșantionul 3

6

B

B

0

1-------'-------r

194

192

190

„Ξό

188

Я

ω 186

Q

184

182

180

30   4050607080

Unghi de incidente (grade)

Figura 14. Δ măsurat pentru probele de la 1 la 3.

ψ (grade)

Figura 15. Curba de cea mai bună potrivire a ψ(θ) (linia continuă) pentru Modelul 134 în comparație cu ψ (octogoane) măsurat pentru Proba 2.

Figura 16. Curba de cea mai bună potrivire a Δ(θ) (linia continuă) pentru

Modelul 134 în comparație cu Δ (octogoane) măsurat pentru proba 2.

SPIE Vol. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 237

Măsurători de distorsiune la temperaturi criogenice pe substraturi nelustruite folosind interferometrie holografică

FA Kinder și HE Bennett

Divizia de fizică, Departamentul de cercetare Centrul de arme navale, China Lake, California 93555-6001

ABSTRACT

Este descrisă o tehnică de holografie care poate fi utilizată pentru a evalua susceptibilitatea la distorsiunea indusă termic în semifabricatele oglinzii înainte de finisarea optică. De asemenea, semifabricatele lustruite pot fi evaluate folosind această tehnică. În primul rând, această tehnică a fost utilizată pentru măsurarea distorsiunii la temperaturi de criogenie; cu toate acestea, cu modificări minore, poate fi folosit și pentru a evalua performanța oglinzii peste temperatura camerei.

INTRODUCERE

Dacă o oglindă omogenă este încălzită sau răcită la o temperatură uniformă, distorsiunea indusă termic nu va apărea. Cu toate acestea, dacă există neomogenități, componenta atunci când este încălzită sau răcită poate suferi o schimbare a formei, care, deși minoră în macroscopie tenus, poate duce la o pierdere completă a figurii optice și o oglindă nefuncțională. Oglinzile metalice precum beriliul sunt foarte susceptibile la acest tip de degradare și pot fi afectate chiar și ceramica cu expansiune redusă, cum ar fi Zerodur.1,2 Acest efect este o problemă de material în vrac și poate fi adesea îndepărtat printr-un ciclu atent de temperatură. Coacerea trebuie facuta insa inainte de lustruirea oglinzii. Prin urmare, o tehnică de inspectare a semifabricatelor de oglindă pentru instabilitatea temperaturii înainte ca timpul și cheltuielile să fie suportate pentru finisarea optică este de un interes considerabil.

Prin natură, holografia este potrivită pentru această sarcină. Teoria necesară pentru această aplicație a fost acoperită pe larg.3'4 Pe scurt, o hologramă este o combinație foarte complexă de informații atât de fază, cât și de amplitudine, care descriu frontul de undă, care reprezintă suprafața obiectului. Această hologramă este apoi folosită ca suprafață de referință. Modificările suprafeței modifică frontul de undă, iar interferența are loc cu frontul de undă original înregistrat în hologramă. De exemplu, prin înclinarea ușoară a suprafeței, se formează franjuri de interferență în linie dreaptă dacă nu există nicio distorsiune. Modificările suprafeței induse de stres sau termic apar ca modificări ale modelului de interferență de referință la fel ca în interferometria convențională. Diferența față de undă observată după răcirea sau încălzirea unei piese este o măsură a deplasării verticale a suprafeței obiectului cauzată de distorsiunea termică. Această

distorsiune a suprafeței poate fi apoi analizată cu o incertitudine a unei fracțiuni de undă luminoasă, în același mod ca interferogramele convenționale, chiar dacă suprafața măsurată nu este lustruită optic. Stabilitatea necesară în alinierea hologramei și a sistemului de vizualizare după realizarea primei holograme este solicitantă (de ordinul câtorva lungimi de undă de lumină).

EXPERIMENTAL

Majoritatea măsurătorilor de distorsiuni termice au fost făcute folosind configurația experimentală prezentată în Figura 1; este prezentat schematic în Figura 2. Blank-ul de oglindă este montat orizontal pentru a evita stratificarea termică și gradienții termici. Se sprijină într-o farfurie din aluminiu fiat cu fund dublu în care se poate introduce azot lichid. Pentru a menține un contact termic bun, chiar și atunci când celul interior nu este plin de azot, degetele de aluminiu de 1 cm2 se extind în jos în azot într-un model de vafe. Farfuria cu diametrul de 39 cm, care are laturi verticale de 4,5 cm, este montată pe patru suporturi pe o altă placă de aluminiu care se sprijină pe vârfurile a trei șuruburi pentru reglarea înclinării vârfului și izolație termică suplimentară. În timpul încălzirii, aceste șuruburi sunt reglate pentru a menține alinierea sistemului. Distanța și orientarea franjurilor pot fi ajustate în acest fel. Distorsiunea franjurilor nu este introdusă de mișcarea șurubului. Deasupra oglinzii este o oglindă pliabilă din sticlă de 38 x 38 cm, așa cum se vede în figură. Întregul ansamblu este închis într-o cutie de plexiglas al cărei vârf este înclinat pentru a preveni reflexiile înapoi în hologramă. Lumina de la camera holografică trece prin plexiglas către oglinda pliabilă. Pentru a răci oglinda, farfuria este umplută cu azot lichid. De asemenea, curge în fundul dublu. Odată ce oglinda se răcește, durează aproximativ 4 ore pentru a reveni la temperatura camerei. Un termocuplu cu citire digitală oferă temperatura de suprafață a oglinzii în timpul acestui proces. Transferul termic de căldură este foarte complex și implică convecție în cameră, precum și conducție și radiație. Deși camera nu este evacuată, azotul în fierbere înlocuiește rapid vaporii de apă și are loc foarte puțin înghețare a suprafeței oglinzii sau a plexiglasului. Pentru a obține franjuri bune , este necesar să așteptați până când se oprește vibrația cauzată de azotul care fierbe.

Oglinda cu placă din sticlă, care este reglabilă pentru înclinare, este montată la 50 cm deasupra semifabricatului de oglindă testat și la 25 cm de camera holografică. Unghiul de ieșire din camera este de 15 grade, așa cum se arată în Figura 2. Majoritatea măsurătorilor au fost făcute cu interferometrul holografic NRC HC-1000 prezentat schematic în Figura 3, deși a fost folosit și sistemul electronic de interferometru NRC HC-4000. .

HC-1000 folosește un laser HeNe de 7 mW cu un divizor de intensitate variabilă pentru a regla raportul dintre obiect și fascicule de referință. Filtrele spațiale sunt utilizate în fiecare fascicul pentru a reduce zgomotul. Frontul de undă complicat rezultat din lumina reflectată de obiect și frontul de undă coerent nealterat de la

fasciculul de referință afectează placa termoplastică, care înregistrează modelul de interferență. Imaginea este dezvoltată electric în câteva secunde, eliminând întârzierea procesării fotografiei chimice. De asemenea, placa poate fi sensibilizată, expusă, dezvoltată, ștearsă și sensibilizată din nou în aproximativ 1 minut. fără a-l scoate de pe suport. Franjurile obținute sunt înregistrate cu ajutorul unei camere video și stocate pentru evaluare și observare ulterioară cu ajutorul monitorului TV. În acest sistem, este important să se potrivească lungimile traseului fasciculului obiect cu fasciculul de referință la câțiva centimetri din cauza lungimii limitate de coerență a laserului. De asemenea, fasciculul de referință trebuie aliniat astfel încât unghiul său de incidență pe placa termoplastică să fie aproape de 31 de grade pentru a menține rezoluția spațială observată de 800 linii/mm. Această rezoluție înaltă este necesară pentru a înregistra modelul de interferență din care sunt reproduse datele de fază.

Inteiferometrul cu speckle de electroni HC-4000 are un aranjament similar cu două fascicule, așa cum se vede în Figura 4. Diferențele majore sunt (1) fasciculul de referință este înregistrat pe axa cu fasciculul obiectului și (2) înregistrarea se face pe matricea CCD de 754 x 488 din camera video. Datele pot fi înregistrate la fiecare 1/30 de secundă. Prin apăsarea unui buton, datele sunt transferate în memorie și fiecare cadru ulterior este scăzut din acesta pentru a da modelul de interferență ca semnal de diferență. Dacă franjuri se estompează, o nouă hologramă poate începe în 1/30 de secundă și poate fi afișată pe ecranul video. Este important să țineți cont de acest sistem că doar modificările din momentul în care a fost făcută ultima hologramă sunt măsurate.

Dioda laser din interferometrul speckle este o sursă de 30 mW, 780 nm, care funcționează în mod unic, ceea ce duce la o lungime de coerență de câțiva metri. Astfel, nu mai este necesară potrivirea atentă a lungimii căii de referință și obiect. Din cauza naturii interferometriei speckle și a limitelor matricei CCD, rezoluția este mult mai mică decât cea obținută cu placa termoplastică. Cu toate acestea, este adecvat pentru multe măsurători de distorsiune termică.

REZULTATE

Figurile 5 și 6 prezintă câteva modele de interferență tipice obținute cu acest instrument utilizând camera holografică HE-1000. Eșantionul de sticlă Sol Gel din Figura 5 își menține figura destul de bine; se observă foarte puțină înclinare în aceste franjuri. Prin contrast, polimerul ordonat văzut în Figura 6 prezintă o distorsiune majoră la -20°C pentru o schimbare a temperaturii de numai 1°C. Sensibilitatea sa la distorsiuni a făcut ca acest material de altfel foarte interesant să fie eliminat dintr-un program de dezvoltare optică. Majoritatea materialelor sunt mult mai stabile decât acest exemplu, iar măsurătorile sunt de obicei efectuate la intervale de 10 sau chiar 20°C. În cele mai multe cazuri, franjurile se pierd la schimbările de temperatură de la 50 la 100°C și trebuie făcută o nouă hologramă pentru a continua măsurătorile.

De obicei, fiecare material testat are propriul model unic de distorsiune. Unele materiale se distorsionează în primul rând de-a

lungul unei axe, creând distorsiuni cilindrice. Alții prezintă în primul rând distorsiuni sferice. Imprimarea prin grila de susținere a construcției ușoare este văzută adesea. Unele materiale nu prezintă aproape nicio distorsiune. Rezultatele obținute din aceste materiale sugerează că nu există erori sistematice de serie care rezultă din configurația de măsurare. În multe cazuri, tipul de distorsiune observat poate fi corelat fie cu compoziția internă a materialului, fie cu tehnicile de prelucrare. De exemplu, distorsiunea sferică a unei probe de nichel electroless a fost considerată a fi rezultatul unui depozit de margine. Când muchia a fost tăiată, modelul de distorsiune s-a schimbat, dar nu a dispărut, probabil din cauza tensiunilor introduse în procesul de prelucrare.

De asemenea, oglinzile lustruite pot fi evaluate folosind acest sistem. Deoarece oglinzile lustruite sunt foarte speculare, dacă fasciculul specular este utilizat în măsurare, cerințele de aliniere pentru centrul de curbură, focalizarea sau efectele în afara axei devin similare interferometriei convenționale. În schimb, pulberea holografică poate fi pulverizată pe suprafața speculară pentru a produce un reflector difuz și clătită cu alcool sau apă. În ambele cazuri, raportul optim de intensitate al obiectului și al fasciculelor de referință trebuie menținut. Pentru a menține raportul adecvat, vor fi necesare modificări de unul sau mai multe ordine de mărime în intensificarea fasciculului.

CONCLUZIE

A fost demonstrată o procedură experimentală pentru evaluarea semințelor brute de substrat pentru sensibilitatea la distorsiunea termică înainte de finisarea optică. Este relativ simplu de utilizat și oferă o evaluare preliminară rapidă a unui potențial semifabricat de oglindă. În unele cazuri, se poate economisi timp considerabil prin efectuarea unei astfel de evaluări preliminare înainte de a se depune un efort semnificativ pentru finisarea optic a piesei.

REFERINȚE

1. HE Bennett, JJ Shaffer și DK Burge, „Tehnica simplă pentru obținerea coeficienților de dilatare termică aproximative a materialelor cu expansiune scăzută: aplicare la Zerodur”, Appi. Opta. 23,2734-2737 (1984).

2. JJ Shaffer și HE Bennett, „Efectul ciclării termice asupra stabilității dimensionale a Zerodur și ULE”, Appi. Opta. 23,2852-2853 (1984).

3. HM Smith, Principies of Holography, John Wiley & Sons, New York (1975).

4. M. Françon, Laser Speckle and Applications in Optics, Academic Press, New York (1979).

Figura 1. Holographie cryogénie interferometru

CAMERA DE MEDIU

50-50 930

BEAMSPLITTER BEAMSPLITTER

Figura 3. Aranjament optic al camerei holografice HC-1000

OBIECT

Figura 4. Interferometru cu model de speckle de electroni HC-4000

Figura 5. Sticlă Sol Gel cu modificarea temperaturii cu 30°

Figura 6 Polimeri ordonați -60°C cu doar 5o schimbare de temperatură

Măsurători ale pierderii optice în solide transparente utilizând un spectrometru Novei bazat pe degradarea cavității optice

FP Milanovich, JT Hunt și JN Roe

Lawrence Livermore National Laboratory P. 0. Box 5508; L-490 Livermore, California 94550

ABSTRACT

Progresele recente în laserele cu stare solidă de mare putere medie (HAP) și dezvoltarea de noi lasere concept cu potențialul de putere medie de ieșire ultra-înaltă au impus cerințe din ce în ce mai mari asupra transparenței materialelor ferestrei optice. Pentru a obține o mai bună înțelegere a stării actuale a materialelor ferestrelor și pentru a direcționa cercetarea către materiale mai aproape transparente, am construit o facilitate de caracterizare optică cu scopul de a face măsurători cantitative ale pierderilor optice în intervalul de sensibilitate de la 10-3 la 10"θ. cm-1.

Piatra de temelie a acestei facilități este un lossmetru optic cu scanare, în care pierderea este determinată prin compararea timpului de dezintegrare al unei cavități optice cu și fără un solid transparent. Contorul de pierderi a fost aplicat cu succes la măsurători ale pierderii optice a probelor martor de silice topită foarte transparentă. O descriere a contorului de pierderi și o compilație a măsurătorilor preliminare ale pierderilor sunt prezentate aici.

1. Introducere

Cercetarea laserelor cu putere medie mare (HAP) impune constrângeri semnificative asupra calității optice a componentelor laserului. La Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), cercetătorii folosesc adesea modele predictive pentru a evalua performanța înainte de a construi sisteme laser de mare putere. Precizia acestor predicții depinde foarte mult de cunoașterea diferitelor componente ale pierderii. De mare interes în prezent este materialul pentru ferestre pentru laserele HAP. Măsurătorile pierderilor sunt necesare pentru a prezice daune induse de fascicul la ferestre și posibila distorsiune a fazei frontale a fasciculului cauzată de încălzirea neuniformă cu laser a opticii.

Deoarece orice distorsiune de fază va trebui corectată în întregul sistem optic, o absorbție mai scăzută minimizează complexitatea sistemului. În consecință, pentru a monitoriza materialele ferestrelor și îmbunătățirile acestora, măsurătorile pierderilor trebuie făcute în mod obișnuit la 10-5 cm-1 și mai bine. În această lucrare prezentăm rezultatele măsurătorilor pierderilor pe silice topită foarte transparentă și discutăm în detaliu tehnica principală pentru aceste măsurători, contorul de pierderi în cavitatea cu scanare în infraroșu (IR).

2. Teorie

Pentru caracterizarea optică transparentă folosim în mod obișnuit trei tehnici sau instrumente gratuite de măsurare a pierderilor; calorimetrie cu laser, o sferă de împrăștiere optică și un lossmetru în cavitatea de scanare. Calorimetria măsoară pierderea de absorbție prin monitorizarea creșterii temperaturii unei probe izolate termic sub iradiere cu laser.2 Sfera de împrăștiere măsoară suprafața și împrăștierea în vrac a probei prin integrarea împrăștierii totale pe o suprafață de aproape 4 ir steradian. Măsurătorile pierderii totale pe eșantioane foarte transparente printr-o tehnică de inelare a cavității. Utilizarea celei de-a doua tehnici.in infared apropiat este o abordare noua care ne-a oferit un instrument important in determinarea calitatii optice a componentelor laser. Acesta atinge obiectivul măsurătorilor de pierderi în vrac sensibile la mai puțin de IO-5 cm"1 și este descris mai detaliat mai jos.

2.1 Teoria de măsurare a pierderii în apel

Cavitatea rezonantă

M1

м2

H

Detector

Γ

1

Figura 1. Schema schematică a cavităţii rezonante.

În operarea de rutină, un scurt laser este introdus pe axă într-o cavitate rezonantă aliniată cu precizie (vezi figura 1). Dacă lungimea de coerență a pușii este scurtă în comparație cu lungimea cavității, o fracțiune considerabilă a energiei pușii este stabilită ca radiație a cavității. Această energie (Io) scade pe măsură ce este disipată de diferitele mecanisme de pierdere a cavității. Dezintegrarea este exponențială și poate fi reprezentată prin:

I(t) = Io e"^   (1)

unde τ este durata de viață a cavității goale (sau timpul de reducere a inelului).

Dacă T este transmisia fiecărei oglinzi cu cavitate și L este pierderea suferită de puise la o singură trecere a cavității, atunci intensitatea rămasă în cavitate după o singură călătorie dus-întors este dată de:

I(t = dus-întors) » Ioe_L(lT)e"L(lT)   (2)

unde Ioe~L este intensitatea rămasă după o singură trecere prin cavitate și (1-T) este coeficientul de reflexie al oglinzii. Deoarece T este foarte mic (~10-4), ecuația 2 poate fi scrisă ca:

I (t » dus-întors) » Ioe~2(T+L), (3)

Timpul necesar pentru o călătorie dus-întors este pur și simplu 2d/c, unde d este lungimea cavității și c este viteza sunetului în cavitate. Relaționând ecuația 3 cu ecuația 1 (evaluată la t = 2d/c) obținem o expresie care relaționează timpul de retragere cu pierderea totală a cavității:

(T + L) = d/cτ. (4)

În consecință, cu cunoașterea lui d și c (corectat pentru indice dacă este prezentă o probă), pierderea totală a cavității este ușor determinată dintr-o măsurătoare a timpului de reducere a inelului τ.

2.2. Descriere Ringdown Lossmeter

Pierderile în cavitatea IR sunt prezentate schematic în Figura 2. Sistemul constă dintr-un laser driver, un laser cu sondă reglabilă și un celi de împrăștiere Raman. Laserul driver este un JK Model 750 HyperYAG care are o energie nominală de ieșire de 850 mû la 1064 nm, cu o rată de repetiție de 10 Hz și o lățime de 10 ns. Ieșirea driverului este dublată de frecvență cu un cristal KD*P reglat în unghi și injectată într-un laser colorant. Laserul colorant este Lumonics Model

HD-300 care este configurat ca un oscilator-amplificator. Ieșirea laserului cu colorant este nominal de 15-25 mj cu o lățime de puise de 10 ns și o lățime de linie de 0,17 cm-*. Pentru o funcționare reglabilă în apropierea IR, ieșirea laserului colorant este focalizată într-un celi de împrăștiere Raman stimulat (SRS) de 1 m lungime, care conține hidrogen gazos la 200 psi. Prima sau a doua ieșire Stokes, care este selectată de un filtru de transmisie adecvat, oferă o reglare continuă la 2000 nm. Ieșirea SRS celi este apoi aliniată coaxial cu cavitatea optică și modul transversal adaptat la cavitatea optică. Selectarea lungimii de undă și scanarea este controlată de computer printr-o interfață cu unitatea de control cu laser colorant.

1w

Figura 2. Diagrama schematică a contorului de pierderi cu scanare IR.

Cavitatea optică constă din două oglinzi aproape identice, foarte reflectorizante, cu o transmisie de aproximativ 10~4 la 1064 nm, o rază de curbură de 6 m și o separare, d, de 40 cm.

Rata de degradare a radiației din cavitate este măsurată prin monitorizarea intensității luminii transmise prin oglinda de ieșire cu un tub fotomultiplicator (PMT). Un digitizator de formă de undă înregistrează decăderea și durata de viață 1/e este calculată cu o rutină de ajustare a curbei.

Curba de dezintegrare a unui ringdown tipic al cavității este prezentată în Figura 3. Calculatorul folosește τ calculat pentru a obține cavitatea totală sau pierderea dus-întors. În practică, pierderea datorată numai probei se obține prin scăderea pierderilor din cavitatea goală din pierderea măsurată atunci când este prezentă o probă.

Ringdown cavitatea

Figura 3. Urmărire tipică de apelare cu calculul pierderii computerului afișat mai sus.

3. Rezultate și discuții

Datorită proprietăților scăzute de absorbție ale siliciului topit și disponibilității sale comerciale în deschidere mare, l-am studiat în detaliu ca un candidat pentru fereastră laser. Sticla de silice topită disponibilă comercial a fost obținută de la Corning Glass Co. (Corning, NY), Corning 7940 și Heraeus Optical Co. (West Conshohocken, PA), Infrasil II, Suprasil I și Suprasil W1. Au fost obținute cinci probe martor din fiecare material de sticlă de silice topită, fiecare martor reprezentând diferite loturi de fabricație. Probele au fost tăiate în cilindri de 1 cm diametru, 2 cm lungime. Toate mostrele au fost lustruite simultan la o calitate laser sau mai bună. Fețele opuse au fost ținute paralele la 10 secunde de arc sau mai puțin.

Pierderea totală (împrăștiere plus absorbție) a fost determinată de contorul de pierderi în cavitate la lungimi de undă de 1064 nm și 1600 nm. Pierderea de absorbție a fost determinată prin calorimetrie numai la 1064 nm.

Tabelul 1. Compilarea măsurătorilor pierderilor pe silice topită.

Pierdere (ppm/cm)

de probă (1600 nm) Pierdere (1064 nm) Calorimetru (1064 nm)
Corning 7940
Al 1508931
Bl 1508634
CI 15810545
Dl 1677839
El 1638537
Haraeus Infrasil II
Al 462980785
Bl 558561
CI 19222087
Dl 106154100
El 565040
Heraeus Suprasil 1
Al2002714 _
Bl 2184718
CI 2124814
Dl 20227.512
El 2093115.5
Heraeus Suprasil W1
Al 710.53.5
Foaia 911.51.4
CI 4.510.52.8
Dl 511.53.3
El 6113.9

Măsurătorile pierderilor pe sticla de silice topită sunt rezumate în tabelul 1 de mai sus. Rezultatele la 1064 nm arată pierderi în scădere cu o scădere a conținutului de apă al probei. Suprasil W1 a fost cea mai transparentă probă măsurată cu pierderi de absorbție comparabile cu valorile măsurate de alții.3 Infrasil II a prezentat cea mai mare variabilitate în pierderi, probabil datorită faptului că este un produs natural de cuarț.

4. Concluzii

Un nou concept de tehnică de măsurare a pierderilor a fost dezvoltat și aplicat cu succes studiilor materialelor ferestrelor laser de mare putere. Materialele pentru ferestre, preparate din eșantioane martor din stocul furnizat de furnizor, au avut coeficienți de pierdere totală de 10“3 până la IO”5 cm-1 măsurați la 1,06 pm. Pierderea de absorbție a fost determinată a fi de până la 3xl0”6 pentru silice topită de înaltă calitate. . Probele preparate din materiale naturale au avut pierderi

mai mari și o variabilitate mai mare dintre probă la probă decât cele preparate din stoc sintetic.

5. Mulțumiri

*Lucrări efectuate sub auspiciile Departamentului de Energie al SUA de către

Lawrence Livermore National Laboratory sub numărul de contract W-7405-ENG-48.

6. Referințe

1. AJ Ramponi și JA Caird, J. Appi. Fiz. 63, 11, 5476-5484 (1988).

2. JA Caird și N. Nielsen, LLNL memorandum intern, ADG 88-64/4791R, 30 iunie,

1988.

3. RT Swimm, Y. Xiao şi M. Bass, Appli Optics 24, 3, 322-323 (1985).

SPECIFICAȚII ȘI FACILITĂȚI TESTINO PENTRU COMPONENTE OPTICE UTILIZATE ÎNTR-UN SISTEM LASER VIZIBIL DE PUTERE MEDIE MARE

John R. Taylor

Laboratorul național Lawrence Livermore PO Box 5508, Livermore, CA 94550

ABSTRACT

Specificațiile componentelor optice pentru sistemele laser cu putere medie mare trebuie să abordeze performanța, eficiența, mentenabilitatea și fiabilitatea. Cerințele pentru optica de înaltă performanță depășesc metodele convenționale de specificare. Metodele de specificare pentru această aplicație sunt discutate în plus față de câteva domenii care necesită atenție în cadrul comunității optice. Specificațiile trebuie să se bazeze pe metodele de testare disponibile. Capacitatea de a testa componentele optice este crucială atât pentru producția de succes, cât și pentru funcționarea sistemului. Aceasta înseamnă că atât producătorul, cât și utilizatorul trebuie să aibă capacitatea de testare. Pentru aplicații mari de sistem, instalația de testare trebuie să fie proiectată pentru a satisface cererea unui volum mare de optică, precum și precizie de măsurare. Facilitatea de testare a acestor piese este descrisă pentru o aplicație care necesită mii de componente optice. Această capacitate de testare este, de asemenea, o parte importantă a proiectării și dezvoltării sistemului atunci când performanța opticii de înaltă performanță poate fi definită și încorporată în timpul planificării unei instalații mari.

1, INTRODUCERE

Componentele optice necesare pentru viitoarele fabrici mari de producție fotochimică necesită o atenție specială pentru a îndeplini cerințele de performanță ale sistemului. Sunt descrise eforturile de a satisface nevoile optice ale programului de separare a izotopilor și procesare a materialelor (ISMP) la Laboratorul Național Lawrence Livermore (LLNL) și două fabrici de producție planificate.

Arhitectura sistemului laser de bază este prezentată în Fig. 1. Vederea în secțiune prezintă pachete și dulapuri laser pentru combinarea, transportul și distribuția fasciculului. În această unitate, laserele de cupru furnizează energie pentru a pompa laserele colorante care sunt reglate precis la nivelurile de tranziție atomică pentru a ioniza izotopii selectați. Componentele optice de precizie sunt necesare pentru a transporta eficient energia laserului și pentru a accesa materialul care urmează să fie procesat. Metodele tradiționale de specificare și măsurare nu îndeplinesc întotdeauna aceste cerințe. Uzina de producție pentru îmbogățirea energiei este planificată pentru mijlocul anilor 1990.

Spre deosebire de alte sisteme laser de mare putere/energie mare, dimensiunile opticii nu sunt deosebit de mari (în general mai puțin de 8-10 inci diametru), dar mii de aceste optice sunt necesare pentru o fabrică de producție. Deoarece caracteristicile suprafeței, performanța spectrală, absorbția și pragurile de deteriorare sunt strict controlate, costurile de producție pentru componentele optice reprezintă o parte semnificativă a costurilor instalației. Este important să se producă aceste componente cât mai eficient posibil și să se poată asigura performanța lor prin inspecție și testare. Pentru a realiza acest lucru, a fost dezvoltată o metodă de achiziție de succes care constă din următoarele elemente:

(1) definiți specificațiile componentelor optice folosind coduri de proiectare pentru a modela performanța sistemului

(2) să păstreze specificațiile în limitele capacităților de producție existente

(3) calificați furnizorii

(4) sprijină dezvoltarea proceselor de fabricație îmbunătățite, a metodelor de testare și a proiectelor de acoperire optică

(5) să evalueze și să selecteze materialele pentru o performanță optimă (transmisie, distorsiune frontului de undă, absorbție și deteriorare)

(6) să dezvolte capacitatea de a testa piesele reale pentru a se asigura că performanța respectă specificațiile

(7) menține o coordonare strânsă cu producătorul în timpul proiectării, dezvoltării și producției

(8) controlează materialul și toate etapele de fabricație (subcontractare separat pentru material, fabricație și acoperire)

(9) să stabilească un plan și proceduri pentru a asigura calitatea

2, CERINȚE DE PERFORMANȚĂ ȘI DE SPECIFICAȚII

Sistemul de separare a izotopilor cu laser cu vapori atomici (AVLIS) care funcționează la LLNL constă în prezent din lanțuri laser de cupru oscilatoare/amplificatoare care pompează mai multe lanțuri de oscilatoare/amplificatoare cu laser colorant.3 Lumina laser colorant este apoi transpusă la

separator unde este utilizat în procesul fotochimic. Câteva mii de optice sunt utilizate în sistemele laser, de transport al fasciculului și de separare. Instalațiile de producție bazate pe această tehnologie ar fi mai mari și ar necesita de câteva ori mai multe componente optice decât sistemul existent.

Modelele computerizate ale sistemului optic sunt utilizate pentru a ajuta la determinarea calității componentelor optice necesare pentru a atinge performanța sistemului necesară pentru îndeplinirea obiectivelor misiunii. Aceste modele au fost dezvoltate pentru a include distorsiunea pasivă a frontului de undă, precum și efectele termice care depind de conductivitatea termică, emisivitatea termică, coeficientul de dilatare termică, variația indicelui termic (dn/dt) și absorbția de către materialul în vrac și acoperirile.4 Performanța tipică a sistemului obiectivele sunt prezentate în Tabelul I. Rezultatele modelării sistemului au condus la specificațiile componentelor pentru optica transmisivă și reflectivă prezentate în Tabelul II.

Tabelul 1. Performanța sistemului ISMP și cerințele de specificație.

Obiective de performanță a sistemului:

- Pierdere redusă de putere
- Uniformitatea fasciculului și calitatea frontului de undă
- Indicarea precisă a fasciculului și controlul poziției
- Imagini în locații cheie
- Putere medie mare
- Densitatea maximă de putere medie de proiectare: >104W/cm7

Tabelul II. Specificațiile componentei optice ISMP.

	Transmisiv	Reflexiv
Materiale:	SiO2	Zerodur
Transmisie	Puritate ridicată	—

Distorsiunea frontului de undă (omogenitate) 2 x IO'6—
Coeficient de dilatare termică (°C-1) 5,5 x IO'7- 0,5 x IO'7
Variația indicelui termic dn/dt (°C-1) IO'5—
Absorbție în vrac (cm-1) 5 x IO'5—
Pragul de deteriorare (W/cm2) >104—
Suprafețe:
Zgârie/sapă 10/510/5
Distorsiunea frontului de undă reflectat (valuri pv) 0,1 - 0,050,1 - 0,05
Rugozitatea suprafeței (Â RMS) <10<10
Daune subterane NespecificatNespecificat
Acoperiri:
Reflectivitate (Δλ = 70 NM, S&P Poi) <0,003>0,998
Absorbţia io-510'5
Microdefecte (mărimea 4-50 pm) Nespecificat Nespecificat
Pragul de deteriorare (W/cm2) >104>104
Stres nespecificatNespecificat

Se menține o coordonare strânsă cu producătorul în timpul dezvoltării specificațiilor pentru a evita riscul ridicat în timpul producției, menținându-se în limitele capacităților existente. Dezvoltarea designurilor de acoperire și a proceselor de fabricație sunt sprijinite pentru a optimiza tehnologia existentă pentru a îndeplini cerințele ISMP. Scopul acestei dezvoltări a fost acela de a produce rezultate pe termen scurt pentru a obține o optică de înaltă calitate, cu un grad ridicat de încredere la cel mai mic cost posibil.

3. DEZVOLTARE

Într-un sens practic, unii parametri de specificație sunt în prezent dificil de măsurat și controlat în producție, cum ar fi omogenitatea indicelui în vrac, absorbția în vrac (sau impuritățile), deteriorarea sub suprafață, absorbția acoperirii, pragul de deteriorare și microdefecte. Pentru aplicații critice, materialele utilizate pentru substraturi au fost selectate cu atenție.^ Pentru aplicațiile transmisive care necesită echilibru optim de transmisie, absorbție și deformare sub expunerea la lasere vizibile cu putere medie mare, se folosește numai silice topită de înaltă puritateA7 Stabilitatea dimensională este menținută în oglindă. aplicații prin utilizarea Zerodur. În ultimii cinci ani, s-a pus accent pe distorsiunea pasivă și termică a frontului de undă, precum și pe eficiența acoperirii. Această lucrare s-a concentrat pe dezvoltarea acoperirii pentru a minimiza absorbția, îndeplinind simultan cerințele de reflectivitate. Îmbunătățirile în absorbția acoperirii sunt prezentate în Fig. 2 pentru mai multe tipuri de acoperiri. Obiectivul de absorbție în oglinzi și ferestre a fost 10 ppm și 50 ppm pentru alte acoperiri critice.

În plus față de problemele de măsurare discutate mai târziu, distorsiunea frontului de undă și eficiența acoperirii au fost abordate prin colaborarea strânsă cu un grup de furnizori calificați pentru fabricare și acoperire, sprijinirea dezvoltării și controlarea separată a materialelor, fabricației și achizițiilor de acoperire. Calificarea începe cu un sondaj asupra sistemelor de producție, inspecție și

control ale vânzătorului. Există cerințe pentru anumite tipuri de capabilități de producție și testare, cum ar fi mașinile de lustruit continuu și interferometria de măsurare a fazelor. Calificarea este în cele din urmă determinată de livrarea de mostre de către producător care îndeplinesc specificațiile tipice ale componentelor. Până în acest moment, calificarea a împiedicat, în general, majoritatea vânzătorilor să ofere atât servicii de fabricare, cât și servicii de vopsire. Din acest motiv, componentele optice necesită de obicei trei acțiuni de achiziție separate. Achiziția separată de material, fabricație și acoperire oferă mai multă flexibilitate pentru a îndeplini programele de program care sunt adesea mai scurte decât timpul de fabricație pentru o componentă optică completă, care este de obicei cinci până la opt luni. Materialul necompletat și substraturile lustruite ale pieselor de dimensiune standard sunt menținute în stoc pentru a scurta ciclul de achiziție și pentru a profita de costurile mai mici pentru materia primă și fabricație atunci când sunt achiziționate în cantități mai mari decât ar fi posibil altfel. Acest lucru are, de asemenea, avantajul de a asigura un control mai mare al calității componentelor în timpul etapelor intermediare.

S-au înregistrat progrese în unele domenii ale performanței componentelor optice și ale randamentului producției prin dezvoltare, dar sunt necesare lucrări suplimentare, așa cum se arată în Tabelul III. Sunt necesare îmbunătățiri ale metodei de specificare a distorsiunii frontului de undă, a deteriorării subterane, a microdefectelor (defecte de acoperire în intervalul de dimensiuni de 4-50 micrometri) și a pragului de deteriorare, deși în unele cazuri acestea sunt legate de alte probleme din zona de testare. Rugozitatea suprafeței, de exemplu, este specificată pentru a controla problemele de calitate a suprafeței, cum ar fi deteriorarea subterană a suprafețelor lustruite și microdefecte de acoperire cauzate de stropire sau contaminare care au un impact potențial asupra calității acoperirii și asupra pragului de deteriorare. Nici rugozitatea suprafeței și nici caracteristica aferentă acesteia, împrăștierea, nu sunt parametrii primari de interes, deoarece acest sistem folosește suprafețe simple, sferice și cilindrice, mai degrabă decât suprafețe asferice mai complicate, care necesită finisare diamantată sau scanare raster. Cu toate acestea, profilometrele și dispersoarele devin instrumente de măsurare aproape de rutină în magazinele specializate în componente de înaltă performanță, în timp ce daunele subterane și microdefecte au fost greu de cuantificat, iar efectele asupra performanței nu sunt bine corelate.8'9

Cea mai bună metodă de a specifica o caracteristică este să o puneți în termeni cât mai strâns legați de efectul componentei asupra performanței sistemului. Acesta este motivul pentru care se specifică distorsiunea frontului de undă, mai degrabă decât planeitatea suprafeței. Un alt exemplu este metoda termică de măsurare a absorbției folosind sistemul laser propriu-zis, care oferă avantaje deoarece simulează îndeaproape modul în care este utilizată optica în sistem.

Dezvoltarea trebuie să fie o parte importantă a planului de achiziții pentru componente optice. O schiță a acestui proces, așa cum este aplicat dezvoltării acoperirii, este prezentată în Fig. 3. În plus față de dezvoltarea acoperirii, au fost dezvoltate metode de fabricație și testare în mai multe domenii.

4, FACILITATE DE TESTARE

Disponibilitatea instrumentelor de testare adecvate și a personalului instruit sunt evidente, dar nu cerințe banale. Scopul testării componentelor optice pentru ISMP a fost de a testa piesele reale (mai degrabă decât probele martor) în condiții care simulează cel mai bine condițiile de funcționare a sistemului. Acest obiectiv a influențat selecția și proiectarea echipamentelor de inspecție și testare utilizate pentru a evalua capacitatea componentei optice de a îndeplini specificațiile.

Tabelul III. Rezumatul dezvoltării componentei optice ISMP.

Progres recent:

• Controlul distorsiunii pasive a frontului de undă

– Selectarea materialelor

- Calificarea furnizorului

• Controlul distorsiunii frontului de undă cauzată termic

– Selectarea materialelor

– Dezvoltarea de acoperiri eficiente cu absorbție scăzută

■ Calitatea suprafeţei accentuată prin lumină de mare intensitate şi măsurarea microscopică directă a dimensiunilor defectelor

Arcas unde este nevoie de progres:

• O clarificare suplimentară a distorsiunii frontului de undă

– Defocalizare

- Astigmatism

– Comă

– Sferic

• Deteriorări ale suprafeței – utilizați în prezent rugozitatea suprafeței pentru a controla (poate cauza defecte și deteriorări ale acoperirilor)

e Microdefecte – în general nu sunt acoperite de specificațiile de zgârietură/săpătură sau gri, cu excepția cazului în care condițiile sunt severe

Caracterizarea suprafeței este controlată la nivel de macroscopie prin interferometrie de măsurare a fazei și razele asociate și măsurători

ale distanței focale. Deși zgârieturile, săpăturile, bulele și incluziunile sunt detectate în mod tradițional vizual, se folosesc lumini de intensitate mare și defectele sunt dimensionate la microscop atunci când este posibil pentru această aplicație. Caracterizarea microscopică a suprafeței include observarea suplimentară cu microscop, precum și măsurarea rugozității suprafeței cu un profilometru heterodin disponibil în magazinul de optică LLNL, unde se pot face și măsurători de împrăștiere. Măsurătorile nedistructive ale daunelor subterane nu pot fi făcute în prezent, dar se fac eforturi în acea zonă.

Pentru a măsura acoperiri cu reflectivitate foarte mare și scăzută, la LLNL a fost proiectat și construit un raportreflectometru prezentat în Fig. Se bazează pe un singur detector, răsărire multiplă, abordare a fasciculului de raport de referință care permite controlul lungimii de undă, polarizării și unghiului de incidență pentru a îndeplini specificațiile componente. Au fost construite și instalate unități identice la doi vânzători de acoperiri implicați în dezvoltarea și producția de acoperiri cu absorbție scăzută. Acest instrument de măsurare a reflexiei este de referință seif și repetabil la mai puțin de +0,04%.

Unul dintre instrumentele cele mai generale și utile pentru măsurarea caracteristicilor spectrale ale componentelor reale este goniomicroreflectometrul fabricat de EG&G. Acesta poate fi folosit pentru orice tip de acoperire din domeniul nostru spectral de interes. Poate efectua măsurători chiar și din piese foarte mici și cele mai multe suprafețe curbate. De asemenea, poate măsura straturile antireflex de pe a doua parte a unui separator de fascicul.

Măsurătorile de absorbție sunt făcute folosind ca sursă de putere laser ca sursă de putere laser, prezentată în Fig. 5. Acest lucru are avantajul de a duplica exact condițiile de operare. Dezavantajul este că disponibilitatea este limitată, deoarece instalația laser este mare și complexă și este utilizată în mai multe scopuri. Această metodă folosește o tehnică de teledetecție pentru a măsura temperatura de suprafață în stare de echilibru a unei optice sub încărcare cu putere laser și aceste date sunt comparate cu rezultatele unui model de computer care simulează cu acuratețe răspunsul total termic/structural/optic al opticei. Creșterea temperaturii este măsurată cu o cameră termică sensibilă la 0,1°C. Absorbția este determinată din creșterea temperaturii atunci când parametrii fasciculului sunt cunoscuți pe baza unui model cu elemente finite a opticii și a mecanismelor de acoperire.

Testele de deteriorare sunt efectuate în aceeași configurație de testare prin simpla creștere a puterii laserului sau prin reducerea dimensiunii fasciculului, dacă este necesar. Piesa este scanată de la distanță sub fascicul la niveluri din ce în ce mai mari de densitate de putere până când se observă deteriorarea. S -a descoperit că deteriorarea acoperirilor cu absorbție scăzută este legată de defecte în sau pe acoperire în aproape toate cazurile studiate în condiții de testare controlate.

O îmbunătățire față de utilizarea tradițională a eșantioanelor mici martor pentru a caracteriza secțiunile de acoperire a fost realizată prin utilizarea substraturilor cu diametrul de trei inci pentru toate secțiunile critice de acoperire cu reflector înalt. Această probă poate fi măsurată cu raportoreflectometru atunci când forma piesei reale ar putea să nu permită măsurarea directă și poate fi utilizată pentru teste potențial distructive, cum ar fi măsurătorile de absorbție și pragul de deteriorare. Avantajul este că această parte de dimensiune este mai caracteristică dimensiunii opticii de producție, ceea ce oferă măsurători reprezentative mai bune decât eșantioanele mici cu masă termică semnificativ diferită.

5. REZULTATE

Odată cu dezvoltarea descrisă în proiectare, producție și testare, s-au observat îmbunătățiri ale performanței și randamentului producției. Un exemplu este îmbunătățirea pragului de deteriorare a acoperirii atunci când absorbția a fost redusă așa cum se arată în Fig. 6. La niveluri scăzute de absorbție, s-a observat că daunele sunt limitate de defecte sau contaminare asociată cu acoperirea sau substratul. Acest tip de deteriorare este ilustrat în Fig. 7 pe măsură ce deteriorarea progresează printr-o secvență de cadre video. Progresele viitoare în reducerea acestor defecte ar putea avea un efect major asupra pragului de deteriorare și asupra designului sistemului optic.

Figura 8 prezintă reflectanța și absorbția pentru un eșantion de acoperiri cu reflexie ridicată achiziționate pe bază de producție în ultimul an. Reflectanța este un parametru mai bine controlat decât absorbția, probabil pentru că măsurarea este mai stabilită și disponibilă producătorului de acoperire. Aceasta este prima dată când absorbția din ciclurile de producție de acoperire a fost măsurată în mod obișnuit. Execuții care au fost semnificativ în afara specificației de reflectare au fost respinse. Pe baza acestor date, se vor face eforturi pentru a controla mai bine procesul de acoperire de producție. Eforturi similare au fost făcute pentru calitatea suprafeței de acoperire cu rezultate pozitive.

Mai multe probleme care s-au dezvoltat în ultimii 1-1/2 ani în producție au fost identificate și corectate prin eforturile LLNL și cooperarea producătorului de optice.

6, REZUMAT

A fost prezentată descrierea specificațiilor componentelor optice și a instalației de testare suport. S-au înregistrat progrese în asigurarea calității optice prin calificarea vânzătorilor și coordonarea strânsă cu acești furnizori în timpul specificațiilor și fabricării. Elemente importante au fost sprijinul pentru dezvoltarea proceselor de fabricație și a proiectelor de acoperire, precum și dezvoltarea capacității de testare pentru măsurarea parametrilor specificați. Absorbția mai scăzută a stratului și pragurile de deteriorare în mod corespunzător mai mari sunt exemple ale îmbunătățirilor care au fost făcute. Parametrii de fabricație, cum ar fi distorsiunea frontului de undă, deteriorarea subterană, microdefecte și stresul necesită metode îmbunătățite de specificare și testare. Se lucrează în continuare în aceste domenii.

Abordarea generală a achiziției optice descrisă aici a îndeplinit cu succes nevoile de componente optice de precizie pentru demonstrațiile tehnologice în programul de separare a izotopilor laser. În aplicațiile mai mari, mai sensibile la costuri, trebuie făcut mai multe progrese în controlul costurilor și calității pentru a construi unități mari de producție. Acest progres se încadrează în domeniul de aplicare de bază al metodelor actuale de asigurare a calității și nu necesită progrese majore în industrie. Este nevoie de un efort concertat și este nevoie de sprijin pentru a aduce industria optică de la o artă realizată de artizani la nivelul de a fi o știință în care relațiile de bază sunt studiate și înțelese la platoul unei industrii bine concepute în care automatizarea, metodele de control al proceselor și asigurarea calității a îmbunătățit calitatea, randamentul și costul. Pragurile de deteriorare îmbunătățite din cauza unei reduceri semnificative a daunelor subterane și a microdefectelor la suprafața acoperirii, de exemplu, ar putea avea efecte dramatice asupra designului și costului sistemelor laser mari, cum ar fi cele necesare pentru separarea izotopilor laser.

7, RECUNOAȘTERE

Un număr mare de oameni au contribuit la planificarea de succes și la progresul tehnic care a fost realizat. Contribuții importante au fost făcute de producătorul de optice care a lucrat la acest program.

Această lucrare a fost realizată sub auspiciile Departamentului de Energie al SUA de către Laboratorul Național Lawrence Livermore în baza contractului nr. W-7405-Eng-48.

8, REFERINȚE

1. J. L Davis, JZ Holtz și ML Spaeth, „Status and Prospects for Lasers in Isotope Separation", Laser Focus, septembrie 1982.

2. JI Davis și JA Paisner, Science, Technology and the Industrialization of Laser-Driven Processes, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCID 20448 (1985).

3. EI Moses, „Lawrence Livermore National Laboratory's Atomic Vapor Laser Isotope Separation Program: Laser Technology and Demostration Facilities", Conférence on Lasers and Electro-Optics, p. 182, mai 1985.

4. RW O'Neil, RH Sawicki, SA Johnson și WC Sweatt, „Design and Component Spécification for High Average Power Laser Optical Systems", Proc. SPŒ Conf. Lase '86, Los Angeles, CA, ianuarie 1986.

5. RW O'Neil și JR Taylor, „Optical Materials for High Average Power Lasers", Conférence on Lasers and Electro-Optics, iunie 1986.

6. RT Swimm, Y. Xiao și M. Bass, „Studiul calorimetric al absorbției optice a cuarțului fuzionat Suprasil Wl la lungimi de undă vizibile, în apropierea IR și în apropierea UV", Appi, Opt. 24 332 (1985).

7. RT Swimm și M. Bass, comunicare privată (iunie 1984).

8. TA Leonard și M. Pantoliano, „BRDF Round Robin”, SPIE Conf. 967 despre Stray Light and Contamination in Optical Systems, San Diego, CA, august 1988.

9. NJ Brown și WK Eickelberg, „Some Comparisons of Non Contact Surface Profile Instruments”, OPTCON '88 Workshop on Optical Fabrication and Testing, Santa Clara, CA, noiembrie 1988.

10. VG Draggoo, RG Morton, RH Sawicki și HD Bissinger, „Optical Coating Absorption Measurement for High Power Laser Systems”, Proc. SPIE Conf. Lase '86, Los Angeles, CA, ianuarie 1986.

11. DM Aikens și JR Taylor, „Causes of Damage in Multilayer Dielectric Coatings Expposed to High Average Average Visible Laser Radiation,” NBS Topical Meeting in Basic Properties of Optical Materials, National Bureau of Standards, Boulder, CO, octombrie 1987.

• Laser colorant și sistem de transport optic

• Sistem laser cu cupru

• Sistem de instrumentare și control

• Sistem de renovare cu laser cu cupru

Fig. 1. Sistem laser AVLIS.

Dolarizer/combinator

Δλ = 70 nm, (Rs.Tp)

Dicroic

Δλ = 70 nm, S&P

Oglindă

Δλ = 70 nm, S&P

Fereastră

Δλ = 70 nm, S&P

Divizor de fascicul luminos

Δλ = 70 nm, S&P

Limita de masurare

1

10-2

10-1

Absorbţie

Fig. 2. Îmbunătățirea absorbției acoperirii optice.

/ SPIE Vol 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989)

Calificați furnizorii cu capabilități dovedite de proiectare și fabricare

Interacționați cu furnizorii pentru a defini specificațiile de acoperire

Interferometru de măsurare a fazei - Calitatea frontului de undă (Ad) până la < 1/50 de undă și rugozitatea suprafeței, σ, până la ~2À rms

Ratio-reflectometru - reflexie mare, antireflexie (R,T la ± 0,0003)
Sistem de măsurare a absorbției - folosind camera IR (α > 10"5)

Prioritizează dezvoltarea pentru a sublinia acoperirile problematice fără rezervă și pentru a obține toate acoperirile disponibile la un singur furnizor cât mai devreme posibil

Evaluați R, T, a, Ad, σ pe modelele de acoperire ale furnizorului depuse pe substraturi tipice

Furnizați vânzătorului date detaliate despre performanță și QC pentru itérations

Odată ce acoperirea este demonstrată cu succes, verificați performanța în producție și continuați o coordonare strânsă în timpul producției pentru a vă asigura că calitatea este menținută

Fig. 3. Rezumatul dezvoltării acoperirii.

Laser cu ioni de argon

oglindă

Fig. 4A. Schema reflectometrului raportului LLNL.

Fig. 4R. Reflectometru cu raport LLNL.

Calea fasciculului

◄-----

La

Sistem

Cameră video cu mărire ridicată

Partea de testare

525 Cameră termică

Re-imaging Lens

Fig. 5A. Schema testului de absorbție/deteriorare.

Fig. 5B. Configurarea testului de absorbție/daune.

Fig. 6. Reflector înalt pentru laser vizibil.

Fig. 7. Daune legate de defect.

uoiidjosqv

Fig. 8. Performanță ridicată a acoperirii reflectorului de producție.

uoipeiPH

Instrumente pentru caracterizarea optică a opticii laser Richard A. House II, Roger D. Petty și David J. Gallant Rockwell Power Systems

PO Box 5670 KAFB, NM 87185

ABSTRACT

De câțiva ani, Laboratorul de Evaluare a Componentelor Optice (OCEL) și trei laboratoare surori construiesc și operează echipamente optice de măsurare. Această lucrare contractuală se desfășoară la Kirtland Air

Force Base, New Mexico. Capacitățile de măsurare optică includ reflectanța, transmisia, împrăștierea și absorbția laser la una sau mai multe lungimi de undă, inclusiv 351, 442, 633, 514, 1064 și 1318 nm.

1. INTRODUCERE

Cererea pentru sistemele optice cu laser cu reflexie mai mare, dispersie mai mică și absorbție mai mică creează, de asemenea, cererea de îmbunătățire a metodelor care caracterizează și validează astfel de optici. La Air Force Weapons Laboratory (AFWL), Kirtland AFB, NM, mai multe laboratoare oferă acest suport pentru caracterizarea și validarea nevoilor de tehnologie optică a Forțelor Aeriene. Aceste laboratoare sunt Laboratorul de evaluare a componentelor optice, Instalația de deteriorare a laserului Excimer, Laboratorul de cartografiere a dispersiei de înaltă rezoluție și Centrul de testare a distorsiunii termice.

Rockwell Power Systems operează aceste laboratoare. Deoarece dezvoltarea instrumentelor optice și suportul pentru măsurarea de rutină sunt eforturi paralele, tehnicienii trebuie să se adapteze adesea la mostrele și programele variabile ale clientului. Unele „instrumente", așadar, sunt într-adevăr „plate permanente", deoarece nevoile tehnice în evoluție ale clientului pot dicta schimbări majore de hardware și software. Avantajele lucrului la fața locului pentru client sunt cunoașterea exactă și răspunsul rapid la nevoile sale actuale.

2. LABORATOR DE EVALUARE A COMPONENTELOR OPTICE

Misiunea OCEL este să construiască și să opereze instrumente optice de măsurare care să caracterizeze nedistructiv proprietățile optice specificate ale probelor de testare furnizate de Filiala de componente optice AFWL.

2.1 GEMASIS

Sistemul de măsurare a eficienței grătarului și de inspecție automată a împrăștierii (GEMASIS) a fost detaliat în altă parte1 și este rezumat doar aici. Inițial a fost destinat să măsoare eficiența ordinii de rețea la 633 nm, dar a avut două linii laser (442 nm și 10,6 micrometri) și

au adăugat patru funcții (măsurarea în afara planului, graficul BRDF, reprezentarea eficienței în funcție de unghiul de incidență și determinarea distanței dintre caneluri). În prezent, GEMASIS operează cu detectoare de siliciu la temperatura camerei în vizibil. Capacitatea sa de 10,6 micrometri este îmbunătățită cu un tren cu fascicul cu oglindă și detectoare de HgCdTe răcite cu azot. Figura 1 prezintă sistemul.

GEMASIS măsoară pozițiile de comandă, eficiența de difracție, reflectanța și profilele de împrăștiere de la rețele, oglinzi și suprafețe rugoase. Aceste proprietăți pot fi mapate pe o zonă de 50 mm

pe 50 mm. În prezent, graficele BRDF (funcția de distribuție a reflexiei bidirecționale) pot fi făcute numai în vizibil din cauza semnăturii instrumentului, a gamei dinamice și a problemelor de zgomot în infraroșu. Aceste limitări sunt abordate prin utilizarea unui radiometru răcit, a unui nou design de preamplificator și a unui nou algoritm de analiză a zgomotului.

Probele trebuie să fie discuri optic fiat cu diametrul de 38,1 - 50,8 mm și

6,4 - 12,7 mm grosime. Ele trebuie să fie netransmisive, deoarece modulele de cod GEMASIS nu gestionează transmisia sau reflexiile multiple din față în spate. Toate unghiurile de incidență sunt permise, dar extinderea amprentei fasciculului stabilește o limită practică de 80 - 85 de grade. Se poate alege oricare sens al polarizării plane. Computerul este condus de meniu și toate funcțiile optice, electronice, mecanice și de date de bază sunt automatizate. Etapele liniare și rotative au incremente minime de 0,1 micrometri și, respectiv, 0,01 grade.

Radiometrul de siliciu folosit în vizibil permite funcționarea cu aproximativ șase decenii sub puterea incidentă. Detectorul de HgCdTe răcit și un nou laser C02 stabil ar trebui să facă posibile patru sau cinci decenii la 10,6 micrometri. Măsurătorile molibdenului lustruit, silicei topite lustruite goale și BaSO^ indică faptul că, în vizibil, precizia este de 0,2 la sută și reproductibilitatea este mai bună de 0,1 la sută.

2.2 ARMI

Instrumentul automat de măsurare a reflexiei (ARMI) a fost construit în primul rând pentru a măsura optica de înaltă reflexie mai mare decât poate manipula GEMASIS și pentru a face acest lucru la lungimea de undă a iodului. Folosește același tip de aspect, controler și structură de cod ca și GEMASIS.

ARMI măsoară în prezent reflectanța la lungimi de undă de 633 și 1318 nm. Folosește etape mai mari pentru hărți de până la 75 mm pe 75 mm și folosește o sferă de integrare cu un detector de fotodiodă cu germaniu. Utilizarea unei sfere integratoare îndepărtează problema dificilă în infraroșu de aliniere precisă a diafragmei, a lentilei și a detectorului într-un radiometru mic.

Pierderea semnalului este acceptabilă deoarece scopul este de a măsura semnale relativ mari (reflectanța speculară de la sticlă goală la reflectoare foarte înalte). Mostrele standard sunt discuri fiat optic de

38,1 - 102 mm diametru și 6,4 - 12,7 mm grosime. Unghiurile de incidență, controlul computerului și limitele etapelor sunt aceleași ca pentru GEMASIS.

Măsurătorile de semnal scăzut la 1318 nm (de exemplu, reflectanța unei optici acoperite cu AR, transmitanța opticii acoperite cu HR) au fost, de asemenea, necesare deoarece au funcții de distribuție bidirecțională a reflectanței și transmitanței. Aceste cerințe au necesitat un radiometru de imagistică și modificări majore în designul și funcționarea amplificatorului pentru a încerca să extindă intervalul dinamic limitat al detectorului de germaniu. Acum este utilizat un laser Nd:YLF pompat cu diode, care este mult mai puțin zgomotos și mult mai stabil decât Nd:YAG pompat cu lampă, care a fost folosit anterior. În prezent, sunt instalate un nou design de amplificator și un pachet de analiză a zgomotului, împreună cu un detector de germaniu răcit.

2,3 TIS

Măsurătorile Total Integrated Scatter (TIS) sunt disponibile pe trei dispozitive care funcționează la patru lungimi de undă: 351, 514, 633 și 1318 nm. Figura 2 prezintă principiul operațional. Colectarea și analiza datelor sunt controlate de calculator.

Unul dintre instrumentele TIS operează atât la 351, cât și la 514 nm și preia date fie pe locul central, fie pe o matrice pătrată centrată de 5 pe 5 locuri (producând o hartă). Mișcarea etajului de probă este controlată de calculator. Fiecare dintre celelalte instrumente funcționează la o singură lungime de undă și efectuează o singură măsurătoare pe un loc de suprafață ales manual.

Instrumentul de cartografiere necesită mostre de disc cu diametrul de 25, 38,1 sau 50,8 mm. Grosimile pot varia de la 1 la 10 mm. Celelalte două instrumente necesită, de asemenea, mostre de disc, iar diametrele lor trebuie să fie în intervalul 25 - 153 mm. Grosimile pot fi în intervalul 1 - 15 mm.

Pentru măsurători precise, suprafețele probei trebuie să fie optic, iar marginile suprafețelor lor nu trebuie să aibă teșituri sau teșituri adânci. Dacă există o curbură globală sau locală, componenta reflectată în mod specular a fasciculului laser incident va fi prinsă sau tăiată de dom, rezultând o valoare fals mare a reflectanței difuze. Dacă marginea are o teșire adâncă, este posibil ca o probă să nu se așeze corect în suport; înclinarea sa globală în suport va provoca în mod similar un semnal eronat.

Măsurătorile de molibden lustruit și siliciu indică faptul că reflectanța speculară de peste 30% este precisă cu aproximativ 0,3% în vizibil și aproximativ 0,6% în infraroșu. Reproductibilitatea este mai bună decât 0,1 la sută. Măsurarea reflectanței difuze se bazează pe BaSÛ4 (care produce semnale de dispersie mari). Precizia reflectanței difuze de la reflectoarele optice tipice (adică, în intervalul mai mic de 100 ppm) nu a fost determinată din cauza lipsei standardelor adecvate de difuzie scăzută.

2 » 4 Calorimetria de absorbție

Absorbția laserului la 30 ppm este măsurată la 351, 514, 1060 și 1318 nm pe calorimetrul de napolitană. Figurile 3 și 4 arată abordarea. Iradierea probelor, colectarea datelor și analiza datelor sunt toate

automatizate, iar sistemul este pompat cu vid fără ulei. În timpul colectării datelor,

Computerul monitorizează temperatura dintre probă și referință înainte de iradiere. Dacă se constată că diferența de temperatură și puterea laserului sunt acceptabil stabile, se deschide un obturator electromecanic pentru a lăsa laserul să iradieze proba. După colectarea datelor suficiente de încălzire, obturatorul este închis și proba este lăsată să se răcească. Analiza datelor utilizează tehnica cu 3 pante (care leagă absorbția de panta de preîncălzire, panta de încălzire și panta de răcire).

Instrumentul necesită mostre de disc cu diametrul de 25 mm și grosimea mai mică de 2 mm. Eșantioanele pot fi reflectoare sau transmițătoare. Unghiul de incidentă este fixat la aproximativ 5 grade, iar polarizarea nu este nici setată, nici detectată. Un carusel de mostre permite încărcarea a până la zece mostre pentru o rulare de măsurare.

Sistemul calorimetru a fost calibrat utilizând plachete încălzite electric printr-un strat metalic depus și folosind plachete având acoperiri a căror absorbție a fost dedusă din reflectanța, transmitanța și împrăștierea măsurate. Reproductibilitatea măsurătorilor este de obicei de 10% din valoarea măsurată.

Un al doilea calorimetru de înaltă sensibilitate este construit cu capacități extinse. Scopul său este nivelul de 10 ppm sau mai mic. Va avea incidență selectabilă, polarizare piană selectabilă, va fi capabil să manipuleze mostre de până la 50 mm diametru și să fie pompat fără ulei și complet copt.

Temperatura eșantionului va fi monitorizată folosind o punte cu termistori situată într-un celi ecranat care contactează proba și optica sa de referință. Inițial, funcționarea va fi la 1318 nm și o incidență aproape normală. Cele mai dificile probleme experimentale vor fi probabil gestionarea zgomotului electronic și a luminii parazite în interiorul cutiei de vid (de exemplu, împrăștierea de la o margine optică sau deschidere ar putea încălzi direct senzorii, circuitele senzorilor sau proba de referință).

2.5 Backscatter

OCEL dezvoltă un experiment pentru a măsura retroîmprăștierea pentru incidența nenormală. Figura 5 prezintă aspectul tipic. O oglindă cu miez colectează lumina în intervalul unghiular de la 0,056 până la 1,39 grade de la retrodifuzia reală (un unghi solid de colectare de 0,00185 sr) și o transmite către detector. BRDF „necunoscut” poate fi găsit deoarece BRDF al dispertorului lambertian BaSO4 este cunoscut, iar raportul dintre semnalul „necunoscut” și semnalul BaSO4 este, de asemenea, raportul dintre BRDF „necunoscut” și BRDF cunoscut.

S-au făcut măsurători la 633 și 1318 nm ale diferitelor reflectoare și transmițătoare optice; dar o schimbare a parametrului major (de exemplu, unghiul de incidență, lungimea de undă, reflector față de

transmițător sau dimensiunea eșantionului) necesită de obicei o reconfigurare majoră a configurației. Focalizarea fasciculului și alinierea prin oglinda colectoare sunt critice pentru reducerea fondului optic. Locațiile fizice ale capcanelor în structura și locațiile optice ale capcanelor în câmpul vizual al detectorului sunt, de asemenea, critice.

SPIE Voi. 1047 Oglinzi și ferestre pentru sisteme cu laser de mare putere/energie mare (1989) / 269

Precizia backscatter nu este cunoscută și, de fapt, nu are un sens clar definibil. Reproductibilitatea, pentru încercări repetate fără îndepărtarea probei, este de aproximativ 20% din valoarea măsurată până la niveluri cu aproximativ patru decenii sub $BaSO_4$.

3. INSTALATIE DE DETERMINARE LA LASER EXCIMER

Această facilitate (Figura 6) testează optica pentru susceptibilitatea la deteriorarea suprafeței indusă de laser cu rep-puls. Nivelurile de fluență, poziția țintei în planul focal, acționarea datelor și diagnosticarea de detectare a daunelor în timp real sunt toate automatizate.

Sursa este un laser excimer XeF_2, care funcționează la 351 nm. Alte lungimi de undă disponibile, cu optica adecvată, includ 248 și 308 nm. Rata de repetare este de 30 Hz, jumătatea de lățime temporală a pușii este de 35 ns și lățimea spațială a pușilor este de aproximativ 560 de micrometri (nivel de intensitate exp(-2). Distribuția spațială a energiei în canal este aproximativ plată. Nivelul de putere al laserului este setat înainte de începerea unei serii de teste, iar fluența țintei este ajustată prin variarea atenuării fasciculului laser (și nu prin refocalizare).

Probele de testare trebuie să fie discuri cu un diametru de 12,7 până la 51 mm și o grosime de 4 până la 15 mm. Unghiul de incidenta este normal. Dimensiuni mai mari sau unghiuri de incidență pot fi adaptate prin realizarea de monturi suplimentare sau modificări corespunzătoare în aspectul experimental.

4. INSTRUMENT DE MĂSURARE A DISPERSIUNII DE ÎNALTĂ REZOLUȚIE

Deoarece împrăștierea devine din ce în ce mai mult o problemă cheie în îmbunătățirea calității opticii lustruite, este dezvoltat un instrument de cercetare a împrăștierii (mai corect, o unitate de laborator). Când este finalizat, HRSMI va face măsurători de împrăștiere în plan de înaltă sensibilitate ale probelor optice la 633 și 1318 nm. Vor fi posibile dimensiuni mai mici de 50 de micrometri. HRSMI va seta și reseta cu precizie unghiurile de incidență și detecție și coordonatele caracteristicilor suprafeței. Figura 7 prezintă schema schematică.

Ar trebui să fie disponibile până la 9 decenii de gamă dinamică, iar precizia de poziționare ar trebui să fie de până la 10 micrometri. Etapele XY vor permite suprafețelor să fie măsurate în anumite puncte sau mapate pe o plasă specifică. Un radiometru de imagistică cu câmp vizual controlabil se va deplasa în plan orizontal pe o rază de 1 metru în jurul unei axe verticale pe suprafața țintă. Incrementele minime de

pas sunt 0,001 grade pe treptele rotative și 0,1 micrometri pe treptele liniare. Odată ce ținta și sistemul sunt aliniate, toate funcțiile HRSMI vor fi controlate de un sistem informatic MassComp 6600. Acest controler are capacitate A/D pe 16 biți și rate de achiziție de date de până la 333 kHz. Afișarea și analiza datelor vor fi în timp real.

Dimensiunile acceptabile ale eșantioanelor de testare sunt de 25 până la 152 mm diametru și 6 până la 15 mm grosime. Maparea în plan necesită ca cifra optică medie a eșantionului să fie fiat. Cu excepția rețelelor liniare, cea locală

figura optică trebuie să fie același plan cu figura optică generală (de exemplu, o matrice „ochi de pește”, o lentilă Fresnel și orice substrat deformat sunt toate inacceptabile).

Probele optice acceptabile vor trebui montate într-un suport special furnizat de Laboratorul HRSMI. Acest suport se va monta cinematic și va avea repere de referință necesare instrumentului. Pentru a menține calibrarea poziționării de 10 micrometri pe datele sale, clientul va trebui să-și monteze permanent proba în suport. O precizie de 10 micrometri (mai degrabă decât creșterea minimă a treptei de 0,1 micrometri) este considerată a fi limita pentru o montură cinematică. Desigur, dacă eșantionul montat permanent are repere de referință plasate cu precizie, ar putea fi posibilă o poziționare mai bună a HRSMI.

5. INSTALATIE DE TESTARE A DISTORSIUNII TERMICE

Distorsiunea optică indusă de laser a componentelor masive este simulată cu acuratețe în TDTF (Figura 8) folosind un fascicul de electroni energetic rasterizat. Intensitatea fasciculului de electroni, profilul și modelul sean sunt adaptate pentru modelarea profilurilor (aproape) arbitrare ale fasciculului laser. Oglinzile răcite cu apă care funcționează la presiunile și debitele nominale pot fi testate timp de 60 de secunde sau mai mult. Deoarece curentul fasciculului de electroni este foarte absorbit (de obicei 75 la sută pentru metáis - restul se pierde pentru împrăștiere), distorsiunile care ar fi induse de un fascicul laser de foarte mare putere la o suprafață cu absorbție optică scăzută pot fi simulate într-un laborator mic. Acest lucru se poate face eficient din punct de vedere al costurilor și fără programul de timp lung și povara uriașă în dolari cerute de experimentul optic echivalent.

TDTF poate găzdui și caracteriza optica de până la 2 5 cm diametru. Deformarea optică este determinată la mult mai bine decât o sută de undă (vizibilă) utilizând un interferometru cu defazare holografică care funcționează la 514 nm. Lucrările tipice recente au implicat timpi de livrare de mai puțin de două luni și au fost finalizate (inclusiv toate analizele datelor) într-o lună suplimentară.

6. MULȚUMIRI

Instrumentele descrise mai sus au fost finanțate de și dezvoltate în baza contractelor Air Force. Cu excepția DataViews (tm), folosit ca mediu de calculator pentru HRSMI, tot software-ul de control și analiză pentru instrumentele descrise a fost scris de Rockwell.

7. REFERINȚE

1. RA House, RD Petty, şi colab., „Măsurarea eficienţei reţelelor şi Sistemul de inspecţie automată a dispersiei (GEMASIS)", în Proc. SPIE 560, 52-62 (1985).

TOCATOR LASER

Figura 1. Aranjament optic GEMASIS/ARMI

Figura 2. Principiul operațional TIS

Figura 3 » Schema optică a calorimetrului plachetă

Figura 4. Abordarea funcțională a calorimetriei

REFERINŢĂ

Figura 5. Abordare optică cu backscatter

Figura 6. Schema optică a instalației de avarie

Figura 7. Conceptul HRSMI

Efectele razelor X pe materiale optice și acoperiri

James A. Rathkopf și Richard H. White

Laboratorul Național Lawrence Livermore

PO Box 808, L-298 University of California Livermore, California 94550

ABSTRACT

Analizele componentelor optice constând dintr-un strat reflectorizant de metal, un strat de partajare a energiei de berilliu și un substrat

de silice topită au fost efectuate folosind LXRT, versiunea Livermore a codului computerizat XRT (X-Ray Transport). Acestea sunt comparate cu calculele pentru componentele lipsite de stratul de beriliu. Analizele noastre arată că adăugarea de béryllium întărește semnificativ sistemul împotriva razelor X. Mecanismele pentru această duritate crescută sunt evidente din graficele de temperatură și entalpie dependente de timp prezentate aici.

1, INTRODUCERE

Programul ¿survivability Qf Coatings (SOC) al Laboratorului Național Lawrence Livermore (LLNL) urmărește să înțeleagă și să dezvolte acoperiri optice care vor supraviețui atunci când sunt expuse la raze X intense. În legătură cu acest program, am făcut calcule cu codul de calculator LXRT, LLNL. versiune a codului XRTH care a fost dezvoltat de S-CubedA^ Această lucrare rezumă principiile de proiectare utilizate în optică SOC și le ilustrează cu calcule LXRT.

LXRT este un cod unidimensional care calculează depunerea moale de raze X în filme subțiri și efectele fizice rezultate. Radiația incidentă este descrisă printr-o formă de puise temporală și o distribuție spectrală. Depunerea cu raze X se face prin atenuare exponențială. Razele X secundare, produse prin împrăștiere și fluorescență, sunt analizate prin metoda ordinalelor discrete. Transportul de electroni este de o oarecare importanță în filmele subțiri (~1 micron). Codul folosește o aproximare PI a ecuației Spencer-Lewis pentru a transporta electroni. Un calcul al difuziei de căldură dependent de timp urmează această determinare a încălzirii datorate razelor X și electronilor. Se tratează topirea și vaporizarea.

Accentul principal al LLNL a fost pe utilizarea foliilor de beriliu ca radiator pentru a proteja straturile reflectorizante vulnerabile de temperaturile ridicate. Beriliul este ales pentru capacitatea sa ridicată de căldură și pentru absorbția scăzută de raze X. Am demonstrat utilitatea unor astfel de straturi atât prin calcul, cât și prin experiment. Calculele au fost, de asemenea, folosite pentru a demonstra utilitatea radiatoarelor cu film subțire în proiecte care includ stive dielectrice cu un sfert de undă care îmbunătățesc reflexia.

În partea 2 a acestei lucrări, discutăm despre conceptul de radiator în oglinzi simple. Partea 3 este o scurtă discuție a unora dintre principiile care trebuie luate în considerare în modelele de oglinzi întărite. Ilustram aceste principii cu cateva calcule LXRT. Partea 4 prezintă calcule pentru un design tipic de oglindă simplu întărit.

Calculele raportate aici nu evaluează daunele cauzate de stresul indus termic. Oferim fluențe de topire calculate. Deteriorarea apare adesea la o fluență ceva mai mică decât fluența topiturii calculată. De exemplu, experimentele au arătat că oglinzile din aluminiu/beriliu/silice topite apar la aproximativ 75% din fluenta topiturii calculată.4 Considerăm fluenta topiturii calculată ca o limită superioară ideală a performanței.

2, radiatoarele protejează acoperirile reflectorizante

Figura 1 este o reprezentare schematică a unei oglinzi simple. Un strat metalic subțire (<~1μπι) este susținut de un substrat de sticlă. Raze X incidente sunt depuse atât în stratul reflectorizant, cât și în substrat; ambele sunt încălzite de această energie absorbită. Pentru o anumită influență critică, acoperirea va fi încălzită la temperatura de topire. Căldura provine direct din razele X depuse și prin conducerea căldurii generate de depunerea cu raze X în substrat.

Aluminiul se topește

Temperatura de topire a aluminiului

Adâncime

În timpul depunerii (t1)

În timpul depunerii (t2 > t1)

Mai tarziu

Figura 1. Profilul temperaturii în oglindă simplă.

Figura 2. Profilul temperaturii în oglindă cu radiator.

Aluminiul supraviețuiește

Mai tarziu

Figura 2 prezintă o strategie pentru întărirea unor astfel de oglinzi simple împotriva deteriorării cu raze X. Un strat de chiuvetă hcat este interpus între stratul reflectorizant și substrat. În timpul depunerii cu raze X, căldura este condusă de la stratul reflectorizant în această chiuvetă. În consecință, acoperirea este mai rezistentă la topirea rapidă decât o acoperire neprotejată. Mai târziu, radiatorul izolează stratul reflectorizant de substratul fierbinte. Chiuveta absoarbe căldura care altfel ar curge din substrat în acoperire pentru a topi acoperirea.

Proprietățile termice dezirabile pentru un radiator sunt

1) absorbție scăzută de raze X

2) capacitate mare de căldură

3) conductivitate termică moderată

Absorbția razelor X ar trebui să fie scăzută, astfel încât radiatorul în sine să nu fie încălzit excesiv de razele X incidente. Capacitatea mare de căldură ajută la menținerea temperaturii chiuvetei sub temperatura de topire a stratului reflectorizant alăturat. O

conductivitate moderată ajută la canalizarea căldurii departe de învelișul reflectorizant în timpul depunerii și totuși izolează acoperirea de substrat în perioadele târzii.

Béryllium satisface toate cele trei cerințe. Utilizarea sa ca radiator în configurații de oglindă precum cele descrise aici a fost propusă de Wirtenson în jurul anului 1972.1 Eficacitatea sa este verificată atât prin calculele noastre, cât și prin experiment.

3, PRINCIPII PENTRU OGLINZILE CALITE

Următoarele sunt câteva principii de bază care ar trebui luate în considerare în proiectarea oglinzilor întărite împotriva deteriorării cu raze X. Aceste principii sunt doar linii directoare; poate fi avantajos să ignorați oricare dintre ele în anumite modele de oglinzi.

3.1, Îngroșarea radiatorului face ca oglinda să fie mai puțin vulnerabilă la razele X

Figura 3 prezintă fluența topiturii calculată în funcție de grosimea radiatorului pentru o oglindă constând din 75 nm de aluminiu pe un radiator de beriliu (diferite grosimi) pe un substrat de silice topită de 0,5 cm. Fluența topiturii variază de la 0,37 cal/cm2 (fără radiator) la 1,5 cal/cm2 (20 qm Be radiator).

Sursa de raze X modelată în aceste calcule este spectrul de argon al instalației de radiație Blackjack 5 de la Maxwell Laboratories. Acest spectru este un set de linii care se grupează aproape de 3 keV. Forma pulsului temporal este considerată a fi un triunghi isoscel, 28,6 ns pe bază (adică, intensitatea crește liniar cu timpul până la un maxim în 14,3 ns apoi a scăzut, liniar, la zero în încă 14,3 ns).

Am identificat trei moduri de topire în aceste oglinzi simple. Modul de operare depinde de configurația oglinzii și de spectrul și durata radiografiei. Cele trei moduri sunt

prompt: Învelișul reflectorizant se topește în timpul depunerii

substrat prompt: Substratul se topește în timpul depunerii

lațe: Acoperirea se topește după redistribuirea căldurii din substrat

Figura 3 prezintă regiunile în care apar atât modurile de topire „târzie” cât și „substratul prompt”. În aceeași figură, modul pentru oglinda fără bériliu este „prompt”. Chiar și 0,02 μπι de beriliu va crește fluenta topiturii la 0,42 cal/cm2 și va întârzia topirea la 40 ns după terminarea depunerii.

Melt Fluence

(cal/cm2)

Figura 3. Fluența topiturii vs. grosimea Be. nrrror: 75 nm reflector Al, radiator Be, 0,5 cm S1O2 sursa: 28,6 ns triunghi, argon

3.2. Evitați urirg materas cu numere atorrx mari

Materialele cu numere atomice ridicate (Z) sunt absorbanți puternici de raze X. Prin urmare, ele tind să fie mai vulnerabile decât materialele cu Z scăzut. Acest fapt este exploatat prin alegerea beriliului (Z=4) pentru radiatorul. Principiul se aplică și alegerii straturilor reflectorizante. Tabelul 1 ilustrează acest lucru cu trei calcule pe configurații care sunt identice, cu excepția faptului că folosesc aluminiu (Z=13), argint (Z=47) sau aur (Z=79) ca material reflectorizant. Fiecare configurație este un strat reflectorizant de 125 nm pe un radiator de beriliu de 2 pm pe un substrat de silice topită de 0,5 cm. Din nou, spectrul este spectrul Blackjack 5 Argon și forma puise este un triunghi isoscel de 28,6 ns.

Aluminiul, argintul și aurul au temperaturi de topire de 660, 960 și, respectiv, 1064 C. Cu toate acestea, fluența topiturii pentru argint (.95 cal/cm^) este doar puțin peste cea a aluminiului (.90 cal/cm^) și ambele sunt considerabil mai puțin vulnerabile decât aurul care se topește la .27 cal/cm^. Avantajul argintului față de aluminiu și al aurului față de argint și aluminiu în rezistența la topire este compensat de creșterea absorbtivității cu numărul atomic.

Tabel 1. Fluența topiturii pentru acoperiri reflectorizante cu variante Z. oglindă: reflector 125 nm, radiator 2 pm Be, 0,5 cm sursă S1O2: triunghi 28,6 ns, argon

Reflector	Temperatura de topire (C)2 Fluență de topire (cal/cm)Mod de topire
Al (Z=13)	6600,90 târziu
Ag(Z=47)	9600,95 târziu
Au (Z=79)	10640,27Prompt

3.3 Subțierea straturilor reflectorizante le face mai puțin vulnerabile

Timpul caracteristic de difuzare a căldurii pe o distanță d într-un mediu cu conductivitate termică k, densitate p și căldură specifică Cp este

W~pCpd2/k.

Pentru a întări straturile reflectorizante, încercăm să facem acest timp de difuzie mai mic decât ordinul de mărime al timpului de depunere cu raze X (durata pulsului). Pentru a realiza acest lucru, s-ar putea selecta materiale cu conductivități ridicate și căldură specifică scăzută. Cu toate acestea, în general, reflectoarele metalice nu prezintă variații mari în aceste proprietăți termice. Însă, grosimea acoperirii, d, este ușor de variat. Scăderea d este o modalitate eficientă de întărire a straturilor reflectorizante împotriva topirii prompte. Acoperirea trebuie menținută suficient de groasă pentru a păstra reflectanța. Chiar și cu această constrângere, modelele care

combină filme subțiri reflectorizante și radiatoare adecvate pot fi întărite până la punctul în care cea mai vulnerabilă componentă este substratul de sticlă.

Tabelul 2 arată dependența fluenței topiturii, pentru o peliculă de aur, de grosimea filmului. În aceste calcule, aurul a fost separat de substratul de silice topită (0,5 cm grosime) printr-un radiator cu beriliu de 1 pm. Spectrul este din nou spectrul de argon Blackjack 5 și forma puise este un triunghi isoscel de 28,6 ns.

Tabelul 2. Fluența topiturii vs. grosimea reflectorului Au. oglindă: reflector Au, radiator 1 pm Be, 0,5 cm Sursa SÍO2: triunghi 28,6 ns, argon

Au grosime (nm)

2

Fluența topirii (cal/cm)

25

75

125

1.11

0,40

0,27

3.4. Spectrele dure sunt mai puțin dăunătoare pentru oglinzi decât spectrele moi

În general, absorbtivitatea razelor X scade pe măsură ce frecvența razelor X crește. Prezența marginilor de absorbție plasate în mod crucial poate atenua această regulă. Cu toate acestea, oglinzile tind să fie mai vulnerabile la razele X moi decât la spectrele mai dure. Tabelul 3 ilustrează acest lucru cu calcule pe o configurație cu 75 nm de aluminiu pe un radiator cu beriliu de 1 pm pe 0,5 cm de silice topită. Distribuțiile spectrale sunt toate corpurile negre la diferite temperaturi. Forma puise a fost „dreptunghiulară”, adică · intensitate constantă, iar durata sa a fost de 10 ns. Fluența de topire a unui spectru de corp negru de 8 keV este de aproape 50 de ori mai mare decât pentru un spectru de corp negru de 1 keV.

Tabelul 3. Fluența topiturii vs. spectru.

oglindă: reflector Al 75 nm, 1 pm radiator Be, 0,5 cm Sursa SÍO2: dreptunghi 10 ns, corp negru

9 Temperatura corpului negru (keV)   Fluența topiturii (cal/cm)

1.0

2.0

4.0

8.0

0,67

2.0

8.0

31,0

3.5, Pulsurile scurte sunt mai dăunătoare pentru oglinzi decât cele lungi

Dacă timpul de depunere este scurt, poate exista timp insuficient pentru a conduce căldura departe de straturile reflectorizante vulnerabile. Modificarea duratei apoi poate modifica nu numai fluența topirii, ci și modul de topire. Tabelul 4 prezintă fluențele de topire calculate pentru o configurație cu 75 nm de aluminiu pe 10 pm de beriliu pe 0,5 cm de silice topită. Puisul formează un triunghi isoscel cu durate diferite (lungimi de bază) de la 2 la 30 ns. Spectrul în toate cazurile este un corp negru de 1 keV. Rețineți că pentru durate de 10 ns sau mai mult, radiatorul gros (10 pm) cu beriliu izolează atât de complet reflectorul încât distrugerea se face prin topirea substratului. Cu toate acestea, atunci când durata puise este de 5 ns, topirea are loc în stratul reflectorizant. Acest comportament se confruntă cu timpul de difuzie caracteristic pentru filmul de aluminiu de 75 nm: Tdiff ~ 7,5 ns (vezi secțiunea 3.3).

Tabelul 4. Fluența topirii vs timpul de depunere.

oglindă: reflector Al 75nm, radiator 10 |im Be, 0,5 cm SÌO2 sursă: triunghi, corp negru de 1 keV

Timp de depunere (ns)	2 Fluență de topire (cal/cm)Mod de topire
2	0,8 prompt
5	1.1 prompt
10	1.3 substrat prompt
30	1.3 substrat prompt

4. DISTRIBUȚII DE TEMPERATURĂ ȘI ENTALPIE ÎNTR-UN DESIGN TIPIC CALIT

Figurile 4 până la 8 arată distribuțiile de temperatură și entalpie pentru un design tipic de oglindă atât cu, cât și fără radiatoare de protecție. Un film de aluminiu reflectorizant de 75 nm este susținut de un substrat de silice topită de 0,5 cm. În proiectarea întărită, un strat de beriliu de 1 μιη este interpus între reflector și subsPat. Spectrul este spectrul de argon Blackjack 5; forma puise este un triunghi isoscel cu baza de 28,6 ns. Fluența pentru calculele prezentate în aceste cifre este de 0,72 cal/cm^. Fluența topiturii

pentru configurația de silice topită cu Al neprotejată este de 0,37 cal/cm^. Fluența topiturii pentru configurația întărită (silice topită cu Al-Be) este de 0,73 cal/cm^.

Figura 4 arată temperatura maximă atinsă la orice adâncime dată pentru ambele configurații. Rețineți că învelișul de aluminiu de pe configurația neprotejată depășește temperatura de topire, în timp ce configurația întărită nu ajunge la topire.

Figura 4. Temperatura maximă față de adâncime în configurații întărite și neprotejate.

Figurile 5 și 6 sunt diagrame la sfârșitul puise: 28,6 ns. Figura 5 arată temperatura față de adâncime pentru cele două configurații. Rețineți că aluminiul s-a topit deja în configurația neprotejată, dar este cu mult sub topitură în configurația întărită. Figura 6 prezintă disPibuțiile entalpiei în același timp ca în Figura 5. Rețineți că în configurația întărită, beriliul a absorbit energie din aluminiu care rămâne rece.

Figura 5. Temperatura vs. adâncime la sfârșitul pulsului în configurații întărite și neprotejate.

Figura 6. Entalpia vs. adâncime la sfârșitul pulsului în configurații întărite și neprotejate.

Figurile 7, 8 și 9 sunt diagrame mai târziu în timp: 15 g. În acest moment, aluminiul în configurația întărită a atins temperatura maximă, 657 C. După cum se vede în Figura 7, aluminiul în configurația întărită nu se topește. Temperatura aluminiului în configurația neprotejată este încă peste temperatura de topire. Figurile 8 și 9 arată distribuțiile entalpie la 15 μβ. Figura 8 arată că energia din substratul de sticlă a trecut în radiatorul. Beriliul, cu capacitatea sa ridicată de căldură, absoarbe această căldură și protejează aluminiul de topire. În configurația neprotejată (Figura 9), în aluminiu rămâne multă căldură.

Figura 7. Temperatura vs. adâncime la 15 μβ în configurații întărite și neprotejate.

1500

Figura 8. Entalpia vs. adâncime la 15 ps în configurații întărite.

Figura 9. Entalpia vs. adâncime la 15 ps în configurații neprotejate.

5, CONCLUZII

Combinația dintre radiatoarele și straturile subțiri reflectorizante pot întări semnificativ oglinzile împotriva deteriorării razelor X. Evaluarea deteriorării acoperirilor protejate necesită ca calculele să

fie efectuate la zeci de microsecunde pentru a se asigura că redistribuirea întârziată a căldurii substratului nu topește acoperirile.

6. AC KNOWLEDGE MENT S

Această lucrare a fost finanțată parțial de Strategie Defense Initiative prin Laboratorul de Arme al Forțelor Aeriene și a fost realizată sub auspiciile Departamentului de Energie al SUA de către Laboratorul Național Lawrence Livermore în baza Contractului W-7405-Eng48.

7, REFERINȚE

1. GR Wirtenson, „Supraviețuirea nucleară și întărirea acoperirilor optice", Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-15738 (1985).

2. JR Triplett, Codul XRT, S-Cubed, La Jolla, CA, SSS-R-83-5829 (1982).

3. JR Triplett, B. Shkoller și M. Merker, XRTH Users Manual and Reference Guide, S-Cubed, La Jolla, CA, SSS-R-87-8420 (1986).

4. GR Wirtenson, comunicare privată.

MECANISMUL DE DETERMINARE CU LASER A SUPRAFEȚEI MATERIALELOR DIELECTRICE

PRIN ABSORBIREA INCLUZIEI EXPLOZII TERMICE INIȚIE

MF, Koldunov, AA Manenkov, IL Pokotilo

Institutul General de Fizică, Academia de Științe a URSS

117942 Moscova, URSS

Introducere

Motivul fizic major pentru deteriorarea indusă de laser a materialelor dielectrice reale, a suprafețelor acestora și a filmelor subțiri este încălzirea cu laser a incluziunilor absorbante /1/. Rolul incluziunilor în procesul de inițiere a deteriorării este bine stabilit experimental atât pentru deteriorarea în vrac /2-5/, cât și pentru deteriorarea suprafeței dielectricilor transparenti /6-8/ și a filmelor subțiri /9/. Modelele teoretice ale deteriorării laser asociate cu incluziunile absorbante au fost luate în considerare în /6,10-15/. Modelul de explozie termică considerat cel mai constant în /14-15/ pentru cazul daunelor în vrac este evident cel mai adecvat pentru descrierea fizicii daunelor laser.

În ciuda naturii generale a exploziei termice a incluziunilor absorbante situate în volumul dielectric, stratul de suprafață sau

filmul subțire, caracteristicile lor (temperatura de prag Tθ și intensitatea de prag Iθ) pot diferi. Pentru a investiga aceste diferențe trebuie să luați în considerare numeroși și, de regulă, factori pur controlabili. De exemplu, este bine cunoscut faptul că proprietățile fizico-chimice ale stratului de suprafață dielectric diferă puternic de proprietățile sale în vrac, gradul de diferență depinzând de tehnicile de tratare a suprafeței. Din acest motiv, o investigație detaliată a diferențelor în includerea exploziei termice în stratul de suprafață în vrac și dielectric ar trebui efectuată paralel cu controlul proprietăților fizico-chimice ale acestui strat.

Cu toate acestea, pentru a clarifica rezistența finală a suprafeței materialului dielectric, trebuie să studiem explozia termică a

includere situată într-un strat de suprafață dielectric perfect, ale cărui proprietăți fizico-chimice coincid cu cele ale vracului. În lucrarea de față determinăm relația ε a caracteristicilor de explozie termică pentru incluziunile în vrac și pe o suprafață perfectă, analizăm cinetica exploziei termice, studiem statistica deteriorării laserului suprafeței dielectrice ținând cont de cinetica exploziei termice și determinăm dependențele. a pragului de deteriorare a suprafeței I3d* uPon laser puise lățimea și dimensiunea spotului. Rezultatele lucrării sunt comparate cu datele experimentale.

I. Mecanismul de explozie termică

Motivul fizic pentru explozia termică indusă de laser a incluziunii este în diferitele caracteristici ale materialelor (în primul rând, coeficientul de absorbție) cu temperatura. De exemplu, într-un caz de incluziune de tip semiconductor, al cărui coeficient de absorbție este 3f6'7T) = — (unde A este energia de activare), Æ.CF

Velue crește monoton cu creșterea temperaturii, rata maximă de creștere a absorbției fiind atinsă la T=A/2. Dependența de temperatură a lui æ (T) determină un caracter al includerii încălzirii cu laser: la o creștere suficient de bruscă a , degajarea de căldură în absorbant-

regiune dă naștere la o creștere explozivă a temperaturii sale. Această creștere este limitată de saturaxia de absorbție care joacă un rol important la T> A/2. Când temperatura atinge valoarea 10^K,

fotoionizarea dielectricului indusă de radiația termică prin incluziune încălzită devine importantă, deoarece determină absorbția ulterioară în

*) sifonare, care duce la explozie termica fotoionizatoare .

* Rolul fotoionizării în procesul de deteriorare în vrac este considerat în /14,15/. Așa cum este aplicat la deteriorarea suprafeței, luarea în considerare a fotoionizării necesită o analiză specială ale cărei rezultate vor fi prezentate în altă parte.

Când analizăm încălzirea cu laser a incluziunii absorbante, derivăm din enuarea conductivității termice

{ς ρ.ΤΐΊ,η]   g('^—(1)

unde este potențialul de flux de căldură, У ,

p. și. Y,. (T) înainte de capacitatea termică, densitatea și conducta termică (У e

tivitatea incluziunii și respectiv a dielectricului (pentru includere

i = I, pentru dielectric - i = 2),

= eu la

x 0 şi A7(k) ■

0 et X< o, £ (T) este secțiunea transversală de absorbție a incluziunii

a cărei temperatură este T, f(t) este forma temporală a laserului.

I este intensitatea maximă puise, V și R sunt volumul și, respectiv, raza de incluziune.

Densitatea de putere a surselor de căldură din enumerația (1) este aproximată.

ximat'de distributie omogena. Această aproximare face ca

forma soluției de En.(1) grosieră în absorbția radiației laser

regiune, dar permite determinarea valorilor auto-consistente ale lui T și

θ

(T), precum și viteze Tθ

/14/.

și Iθ cu o precizie -

Din acest motiv, aproximarea surselor de căldură cu omogene

distribuția în En.(I) este aplicabilă pentru analiza incluziunii

explozie termică la 1 ·

Integrarea En.(1) peste regiunea energiei radiației laser

absorbție, obținem următoarea ecuație de exprimare a energiei

echilibru pentru incluziunea absorbantă:

h

unde este s11

a includerii și

= ds* + 6(T)Tf-

densitatea medie a energiei termice pe unitate de volum

integrarea realizându-se pe suprafața sa.

Soluția staționară a lui En.(2) conduce la o generalizare a

funcția de prag introdusă în /14/:

În conformitate cu rezultatele lui /14/,   (T) determină complet

caracterul încălzirii cu laser de incluziune absorbantă: la creșterea monotonă a φ (T) temperatura de incluziune este limitată la valoarea TJ care se găsește din soluția enuării I = ϕ(T); dacă există maxim pe φ (T), explozia termică are loc cu temperatura de prag Tθ corespunzătoare maximului de φ(T), se termină intensitatea prag de inițiere a exploziei termice - la valoarea (T) în maxim: Iθ = φ(Tθ).

2. Explozia termică a incluziunii absorbante în stratul de suprafață dielectric

Să considerăm o incluziune absorbantă aflată la o distanță de suprafața dielectrică (vezi Fig.I). Să presupunem că1, astfel încât temperatura din incluziune să nu depindă de coordonate.

Determinând Tθ și Iθ pentru includerea în stratul de suprafață, vom găsi φ (T) ținând cont de influența limitei dielectrice asupra regimului termic de incluziune. Valoarea & (r) din En(3) se găsește din ecuația staționară /14»15/:

7^6 ¿r) = - ȘGlI n(nt)   (4)

c   VL

Soluția sa ar trebui să îndeplinească următoarele condiții:

^(r) ar trebui să fie limitat și constant în suprafața de incluziune;
^g(r) —» θ 2(Tq)   la r—* o-» (Tθ este temperatura inițială a

dielectric). De altfel, din moment ce ~ 10">· % g 3 este a^r ^ea^

conductivitate Andar presiunea atmosferică), c.ccept că în.uielec-

suprafata tric

Pentru incluziunea fiind la o distanta t ■=->· R de suprafata dielectrica, gasim 0 o(r) in teoria perturbatiei. În acest scop, soluția ecuației (4) este prezentată sub forma

:   t'»

unde t/3(r) este potențialul de flux de căldură produs în vecinătatea incluziunii de sursa situată în punctul (X,Y,Z) = (2 £,0,0) (vezi Fig.1), ΎY„ este funcţia sferică de ordinul al n-lea· ¿^¿0 anc

A

coeficienţii se găsesc din condiţiile la limită care

oferi

Nu prezint forumuri explicite

întrucât ternisul corespunzător

(7) pentru 0 3(r) și   la n/ 0,

ei din Ec.(6) se reduc la zero când

calculând integrai în (3) și nu contribuie la trei

funcția de reținere.

Expresia (7) este aplicabilă pentru £ >-> R. În intervalul R p-£û

captarea căldurii este proporțională cu aria de incluziune-dielectrică

contact, furnizare

A = r +

(8)

Pentru

t =0, se obține din Eq. (8) și   asta este de acord

ment cu soluția lui /16/. Folosind aproximarea Fade /17/ in

regiunea intermediară avem j3c

Unde

(9)

Calculând în (3) integrai pe suprafața de incluziune, obținem

Φбт) = Γ(ΰ́) ϕ(T)   <10>

unde <ϕбT) —   este funcția de prag a in-

gyto

încluzie în vrac dielectric /14,15/.

Valoarea T este determinată de maximul lui (T), a cărui poziție, conform ecuației (1O), nu depinde de distanța de includere față de suprafața dielectrică. Acest rezultat corespunde sensului fizic al lui Tθ. Este determinată de un proces fizic care duce la creșterea absorbției în regiunea de incluziune. Distanța unei incluziuni de o suprafață determină pragul de intensitate a radiației laser IQ la care se atinge temperatura Tθ. Având în vedere ecuația (10), obținem

oυ unde Iθ^ este intensitatea pragului inițierii exploziei termice prin includerea în volumul dielectric. Astfel, conform ecuației (11), rezistența la deteriorarea laser a suprafeței este mai mică decât cea a vracului, iar pentru includerea în suprafață ((f =0) Iθ= 1/2 Iθ^ f

3.   Cinetica exploziei termice

Cinetica temperaturii de incluziune sub laser puise este descurajată

minat prin ecuația (2). În aproximarea cvasi-staţionară şi

cu dependența de temperatură a , lectată, ecuația ia forma

_ / (TT* m· λ , dt í^Γ Io) ~~c~

este capacitatea termică· Timpul de relaxare

2 fiind neg-

(12)

Unde

în ecuaţia (12) depinde de ¿ · Deoarece

16 !.

și t—*   , și o soluție staționară a ecuației (12) la f(t) = 1 de-

termine φ (T) /14»15/, comparând rezultatele obținute cu Ec.(10), găsim

= Γ'αγζ: í13)

unde T - I este timpul de relaxare temperatux'e de includere în vrac dielectric /14,15/.

Când G (T) crește cu temperatura mai repede decât liniar, apare un maxim pe Φ (T) la T = Tθ. Presupunând 6(τ)·=£o (

(o¿ > 1) transforma

și trecerea la o variabilă adimensională

, noi

ecuația (12) la formă

unde ÿ0

T

Deoarece T z< T , neglijând Y în Sq.(14), obținem 7 g   oe

Ecuația Bernoulli, a cărei soluție ținând cont de inițierea

o condiție formulată în /14/,

/L-1 (ti

se gaseste din

ecuația Dacă(t) s I este

β

/ t   \ τ—;

(15)

Determinând timpul de inducție a exploziei termice din condiția T(rCi) » г>=> /14,15/, găsim

0

În /14,15/ cinetica exploziei termice a fost analizată pentru menținerea 6(T)-£o ¿xp în caz de instabilitate termică din cauza

fotoionizare. Este important ca ecuația (16) pentru monedă

cide cu o acurateţe până la coeficienţii cu cel obţinut

în /14/ pentru   в/£Ь^Ţ Г^7~I î ecuația (16) transformă în-

0   '^e. /

la o ecuaţie respectivă în /14/ prin substituirea (o¿ - 1) —   ~

Te.

Prin urmare, forma de neliniaritate <o (T) nu poate fi stabilită

prin studierea cineticii exploziei termice.

Pentru un impuls de formă dreptunghiulară Lq. (16) dă

- e

(17)

(bere =

0́

pentru <o(T)=

tor sh^g.

?

Prin urmare

Te ·

daunele induse de laser ca

un rezultat al includerii

termic

explozia este întârziată față de începutul instabilității termice.

litate (când T = T). Timpul de întârziere depinde de radiația laser în-e

tensiune care depășește valoarea Iθ. La I -—> Iθ r"¿· —» <=χ> .

4. Statistici de deteriorare a laserului

Când studiați statisticile de deteriorare a laserului de suprafață, presupuneți că:

- incluziunile care inițiază deteriorarea sunt distribuite omogen pe suprafața dielectrică;

- toate incluziunile au praguri de daune egale;

- pulsul laser are o formă temporală dreptunghiulară, astfel încât 4

este determinată de relația (17).

Definind momentul de deteriorare, t^, ca pe scara temporală a impulsului laser la care temperatura de incluziune crește catastrofal,

concluzionăm că, cu ipotezele de mai sus, valorile t^ sunt în intervalul [~22—— y "V o J(Im   este

-'bună ~

intensitatea maximă a radiației laser în punctul de iradiere).

Apoi, intensitatea pragului în punctul focal corespunzător lui t^ este exprimată prin:

Conform statisticii daunelor cu laser! teoria /18/, probabilitatea absenței prejudiciului la un moment t este

unde n este densitatea de suprafață a incluziunii în stratul de suprafață, S(Im, I(td)) este zona focală, spot în care intensitatea depășește I(td). Considerând ecuația (18) și ecuația (19) pentru densitatea probabilității de deteriorare la un instant td, obținem

unde Z <= 1 - P(Im, K^Tθ)) este probabilitatea de deteriorare a stratului de suprafață.

Pentru un fascicul cu un profil de intensitate gaussian se obține:

unde FT este aria fasciculului la intensitatea Le'\ În acest caz relaţia (20) dă

Folosind metode statistice parametrice, se pot estima caracteristicile de incluziune absorbante, I_, n și 'T' ·

5. Lățimea pulsului și dependențele de dimensiunea spotului ale pragului de deteriorare a laserului

Teoria statistică a daunelor induse de laser pe care am dezvoltat-o, permite să analizăm fără ambiguitate dependențele pragului de deteriorare de lățimea pulsului și dimensiunea spotului. Luând probabilitatea de deteriorare egală la 0,5, din (18), (19) și <20 se obține:

(23)

Expresia (23) descrie dependențele de dimensiunea spotului și lățimea pulsului pentru deteriorarea suprafeței de către impulsul laser a unui tempo dreptunghiular

forma ral si profilul de intensitate gaussian. Pentru dimensiuni mari ale punctelor (Son>^1)> relația (23) dă dependența de lățimea puise a

pragul de deteriorare, în cazul în care la pulsurile laser lungi (>> '"D) acesta

descrie dependența de dimensiunea spotului

kt avem:

e

(24)

adică energia de prag a impulsului laser este o caracteristică

de daune:

-Tsy % = = Const

(25)

6. Discuție

Deoarece funcția de prag a fost calculată folosind ecuația staționară (4), aplicabilitatea teoriei exploziei termice luate în considerare este limitată de lățimile puise £ ¿¿A/·

Pentru o includere cu R = 10“^cm într-un material cu = 3«10“^ kal.cm“^s“^K”\ g» 5 ns, și astfel o :> 10 ns.

În cadrul modelului considerat „ideal** al stratului de suprafață (atunci când proprietățile fizico-chimice ale stratului de suprafață nu diferă de cele ale vracului dielectric), ar trebui observată o diferență apreciabilă a daunelor de suprafață și în vrac conform relației (11), la C 5R· La 1 ■ 0 această diferenţă este ® 1/2

în Te și observate de obicei depășesc remarcabil acea valoare ultimă care indică un rol semnificativ de pro fizico-chimic

părțile se schimbă la tratarea optică a suprafeței.

Statistica deteriorării inițiate de incluziuni de tip unic nu influențează dependența de lățime a pulsului a pragului de deteriorare: acesta din urmă coincide cu dependența de lățime a pulsului pentru o incluziune individuală. În cazul unui impuls dreptunghiular, I d este dat de relația (23). După cum se vede din Fig.2, este de acord cu datele experimentale /6/ într-o gamă largă de lățimi ale impulsurilor laser.

Referințe

1. AAManenkov, AMProkhorov. Uspekhi Fizicheskikh Nauk 148, 179 (1986).

2. PVAvizonis, G.Farrington. Appi.Phya.Lett. v,7, p.205»(1965).

3. EMAkulenok, Yu.K.Danileiko, AAManenkov, VSNechitailo,

ADPiakun, V.Ya.Khaimov-Mal*kov. Pis'ma v JETP, 16, 336, (1972).

4. DWFradin, DPBua. Appi.Phya.Lett. v.24, p.555, (1974).

5. IVAleahin, SIANisimov, AMBonch-Bruevich, Ya.A.Imas, VLKomolov. JETP sovietic, 70, 1214, (1976).

7. LGDe Shazer, B.E.Newnam, KMZeung. Appi.Phya.Lett. v.23, p.26O7, (1973).

8. GPPorteus, GBFranck, SCSeitei, SDAllen. Opt.Eng., v.23, p.1171, (1986).

9. TWWalker, AH Guenther, Ph.E. Nielsen. IEEE, J. de Quant.Electr., QE-17, V.10, p.2041, (1981).

10. RWHopper, DRUhlman. J.Appl.Phys., v.41, p.4023, (1970).

11. Yu.K.Danileiko, AAManenkov, VSNechitailo, AMProkhorov, V.Ya.Khaimov-Mal*kov. JETP sovietic, 63, 1031, (1972).

12. SIANisimov, BIMakshantsev. SSP sovietic, 15, 1090, (1972).

13· Yu.K.Danileiko, AAManenkov, VSNechitailo. Comunicaţii electronice, 194, (1978).

14. Ы.F.Koldunov, AALIanenkov, ILPocket. Electronic Kvantcvaya, 1_5, 554, (1988).

15. ii.F.Koldunov, AAblanenkov, ILPocotilo. „Teoria deteriorării laserului inițiat de inclu-зioп în materialele optice: mecanismul de explozie termică”, a publicat el în Proceedings of the 2Oth Symposium on Optical Macerials for High Power Lasers, Bouldeï·, Co., 26-26 octombrie. 28,

16. ANTihonov, AASamarsky. ¿cuații de fizică matematică. Moscova: Editura „Nauka”, 1977.

17. GABAker, P.Graves-Morris Padê Approximants, Addison-Wesley Pu Co, New York, Londra, Tokyo (1981).

18. MFKoldunov. Proceedings of the URSS Academy of Sciences, 277, 1382, (1984).

Fig.I. Locația incluziunii absorbante și a căldurii imaginii

sursa în raport cu suprafața dielectrică.

Fig.2. Pragul de deteriorare indus de Laaer pentru cristalul de rubin

suprafață față de lățimea puise.

ANEXĂ

Următoarele lucrări, care erau programate să fie prezentate la această conferință și publicate în cadrul acestei lucrări, au fost anulate.

[1047-06] Design modular de schimbător de căldură pentru oglinzi mari HEL răcite G. Shen, Perkin-Elmer Corp.
[1047-07] Fabricarea oglinzilor răcite cu apă cu debit redus din materiale vitroase T. McKechnie, JR Bender, G. Carlton, Martin Marietta Aerospace
[1047-08] Instalație de testare a distorsiunii termice JL Stapp, Rockwell Power Systems
[1047-09] Durabilitatea oglinzii din molibden răcit GP Eiler, DA Stiehler, United Technologies Optical Systems, Ine.
[1047-13] Ochelari cu fluorură de metale grele ca laser de înaltă energie l-μιη Windows T. McCarthy Brow, Air Force Weapons Lab.; DW Seegmiller, Asociații WJ Schafer
[1047-20] Optica de supraveghere mare: o privire de ansamblu G. Graves, C. Pellerin, Univ. de la Dayton Research Institute și AFWAL
[1047-26] Utilizarea CVD cu plasmă pentru a realiza acoperiri cu prag de deteriorare ridicat N. Boling, E. Krisl, Déposition Sciences, Ine.
[1047-29] Baza de date a pragurilor de deteriorare induse de laser pentru optica laser comercială SC Seitel, Montana Laser Optical, Ine.
[1047-40] Transmiterea în infraroșu a filmelor de diamant CVD TM Hartnett, R. Miller, CB Willingham, Raytheon Corp.
[1047-41] Optica din diamant adamanti, BN, BP R. Seitz, Harvard Univ.

(continuare)

Următoarele lucrări au fost prezentate la această conferință, dar manuscrisele care susțin prezentarea orală nu sunt disponibile.

[1047-12] Fabricarea ferestrelor cu fluorură de 350 mm diametru pentru aplicații cu laser RW Sparrow, OPTOVAC, Ine.

[1047-16] Considerații de proiectare și fabricație pentru o fereastră de ieșire a materialului segmentat

C. Neufeld, Perkin-Elmer Corp.

[1047-28] Daune induse de laser, caracterizate prin proprietățile de transport termic AH Guenther, Air Force Weapons Lab.; JK Mclver, Univ. din New Mexico

[1047-31] Metrologia opticii strunjite cu diamant

CH Gillespie, Laboratorul Național Lawrence Livermore.

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047

INDEX AUTOR

OGLINZII SI GEAMURI PENTRU SISTEME LASER DE MARE PUTERE/ENERGIE MARE

Volumul 1047